

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Fisica

**Studio dell'invecchiamento dei sensori di
Beam Condition Monitoring System
dell'esperimento ALICE**

Relatore:
Prof. Andrea Alici

Presentata da:
Sara Pandolfi

Anno Accademico 2019/2020

Sommario

Questa tesi si propone di studiare l'invecchiamento dei sensori che compongono il Beam Condition Monitor System (BCM), il sistema di protezione di ALICE da eventuali problematiche legate al fascio di particelle, come i beam failures o beam losses. ALICE (A Large Ion Collider Experiment) è uno dei grandi esperimenti presenti ad LHC (Large Hadron Collider) presso il CERN di Ginevra, dedicato allo studio delle proprietà dello stato della materia chiamato Quark Gluon Plasma (QGP). Per riuscire in questo studio, ALICE si serve di una grande quantità di dati raccolti durante collisioni tra ioni pesanti di piombo (Pb) e protoni. ALICE è composto da numerosi e sofisticati rivelatori, alcuni dei quali posti in prossimità del fascio di particelle. Ogni rivelatore che compone l'esperimento è dedicato alla misura di un particolare segnale fisico o di una caratteristica della collisione analizzata. Il danneggiamento di anche solo uno di tali rivelatori potrebbe quindi limitare le performance di tutto l'esperimento, o addirittura arrestare la presa dati. I detector sono progettati per essere estremamente sensibili alle particelle che vengono generate nelle collisioni studiate: risultano così vulnerabili alle imperfezioni che si possono presentare nel fascio o nella sua iniezione nell'anello di LHC dopo essere stato accelerato dai precedenti acceleratori. Il sistema di protezione dal fascio presso ALICE è dato da una combinazione di "hardware interlocks" che compongono il Beam Interlock System (BIS) di LHC e del Beam Condition Monitor System. Le analisi effettuate in questa tesi, che hanno come oggetto di studio la risposta degli 8 sensori al diamante pCVD che compongono la Stazione 0 del BCM in funzione della luminosità dell'esperimento, hanno permesso di evidenziare come la risposta dei sensori sia variata negli anni, indicando quindi un loro invecchiamento.

Indice

Introduzione	1
1 LHC e l'esperimento ALICE	3
1.1 La fisica di ALICE	3
1.1.1 Introduzione al Modello Standard	3
1.1.2 QCD	3
1.1.3 QGP	5
1.1.4 Collisioni tra ioni pesanti	7
1.1.5 Prove Sperimentali del QGP	9
1.2 Struttura dell'esperimento ALICE	9
1.2.1 LHC: Large Hadron Collider	9
1.2.2 L'esperimento ALICE	11
2 BCM e sistema di protezione di ALICE	15
2.1 Sistema di protezione di LHC	15
2.1.1 Il Beam Interlock System	15
2.2 Tipologie di Beam Failures	18
2.2.1 Potenziali danni causati dal Beam Failure nei rivelatori al silicio	18
2.3 Beam Condition Monitor System presso ALICE	19
2.3.1 Componenti del BCM	19
2.3.2 Interfaccia con BIS	20
2.3.3 Post Mortem	20
2.3.4 Sensori pCVD	20
2.3.5 Beam Dump Logic	23
2.3.6 Valori di soglia del BCM	24
3 Studio del segnale dei sensori BCM in ALICE	25
3.1 Acquisizione dei dati	25
3.2 Andamento lineare delle risposte dei sensori	26
3.3 Risposta dei sensori proporzionale al CLM	28
3.4 Risultati	35
Conclusioni	37

Introduzione

L'esperimento ALICE, situato nell'anello di LHC presso il CERN di Ginevra, studia collisioni tra ioni pesanti ultrarelativistici per investigare le proprietà della materia nucleare in condizioni estreme di temperatura e densità di energia, e la sua transizione ad uno stato deconfinato di quark e gluoni denominato quark-gluon plasma (QGP). Per far sì che questo avvenga, due fasci composti da 2808 pacchetti di 1.1×10^{11} protoni ognuno vengono accelerati in un sistema composto da diversi acceleratori, fino ad entrare in senso opposto in LHC, in prossimità degli esperimenti di ALICE e LHCb. Dopo aver raggiunto la velocità nominale prossima a quella della luce, i fasci vengono fatti collidere, raggiungendo energie del centro di massa pari a 14 TeV (oppure 5.02 TeV per coppia di nucleone nel caso LHC acceleri nuclei di Pb). Eventuali problemi del fascio o iniezioni non precise all'interno delle beam pipe di LHC possono danneggiare i magneti superconduttori e i rivelatori che compongono gli esperimenti dislocati lungo l'anello di LHC. Per poter prevenire questi danni è stato sviluppato un complesso sistema di protezione che ha tra i vari componenti il Beam Condition Monitor System (BCM) di ALICE e il Beam Interlock System (BIS) di LHC, che dialogano tra loro così da poter far avvenire il dump (rigetto) del fascio in caso esso non rispetti determinate condizioni.

Il lavoro di tesi si articola su 3 capitoli: il primo tratta dell'esperimento ALICE, descrivendo il Modello Standard e la fisica dei fenomeni che vengono studiati nell'esperimento, la struttura di LHC e l'esperimento ALICE. Il secondo tratta i sistemi di protezione dell'esperimento, da quelli più generali presenti su tutto l'anello di LHC, al Beam Condition Monitor System (BCM) presso ALICE. Nel terzo capitolo, infine, viene studiata la risposta dei sensori che compongono il BCM in funzione del tempo e della radiazione assorbita, utilizzando tre scan di luminosità effettuati nel 2015, 2017 e 2018.

Capitolo 1

LHC e l'esperimento ALICE

1.1 La fisica di ALICE

1.1.1 Introduzione al Modello Standard

Il Modello Standard (MS) è la teoria fisica volta a descrivere le particelle elementari e tre delle quattro interazioni fondamentali: le forze nucleari forte e debole e quella elettromagnetica. La forza gravitazionale non essendo descrivibile con una teoria di campo quantizzato normalizzabile non è inclusa all'interno di tale Modello. Il Modello Standard, infatti, trova il suo fondamento nelle teorie di campo quantizzato, in grado di spiegare sia la meccanica quantistica che la relatività ristretta. Ogni particella è descritta come un quanto del suo rispettivo campo d'onda associato ad una precisa interazione ed è una manifestazione del campo quando questo si trova in uno stato diverso da quello fondamentale.

Le particelle fondamentali teorizzate dal MS, riportate in figura 1.1, si suddividono in 12 fermioni, dotati di spin semintero che obbediscono alla statistica di Fermi-Dirac, distinti in 6 leptoni e 6 quark (con le relative anti particelle) che descrivono i campi materiali, e 4 bosoni, dotati di spin intero che obbediscono alla statistica di Bose-Einstein, che mediano le interazioni. In particolare, il Bosone di Higgs, dotato di spin nullo, è responsabile della rottura spontanea della simmetria, che conferisce massa ai bosoni W^+ , W^- , Z^0 e ai fermioni. I bosoni W^+ , W^- e Z^0 sono i mediatori dell'interazione debole, il fotone dell'interazione elettromagnetica e i gluoni dell'interazione forte. A livello matematico, le interazioni sono descritte attraverso le teorie di gauge: il gruppo SU(3) attraverso la carica di colore delle particelle descrive le interazioni forti, il gruppo U(1) descrive l'interazione elettromagnetica e il gruppo SU(2)_s descrive l'interazione debole che agisce solo sulle particelle sinistrorse. La rottura di questa simmetria permette che la teoria sia rinormalizzabile e che i bosoni e fermioni abbiano massa, acquisendola attraverso l'interazione con il campo scalare di Higgs (meccanismo di Higgs). Sebbene le evidenze sperimentali confermino la validità del Modello Standard nello spiegare un'ampia gamma di fenomeni della fisica nucleare e subnucleare, esso non può considerarsi una teoria completa, poichè non è in grado di descrivere l'interazione gravitazionale e i principi della relatività generale.

1.1.2 QCD

La Cromodinamica Quantistica (QCD) è la teoria che descrive l'interazione forte, che ha luogo fra quark e gluoni. Essa prevede che ogni sapore di quark possa esistere in tre diverse cariche dette "di colore": rosso, blu e verde. La QCD è una teoria di gauge non abeliana basata sul

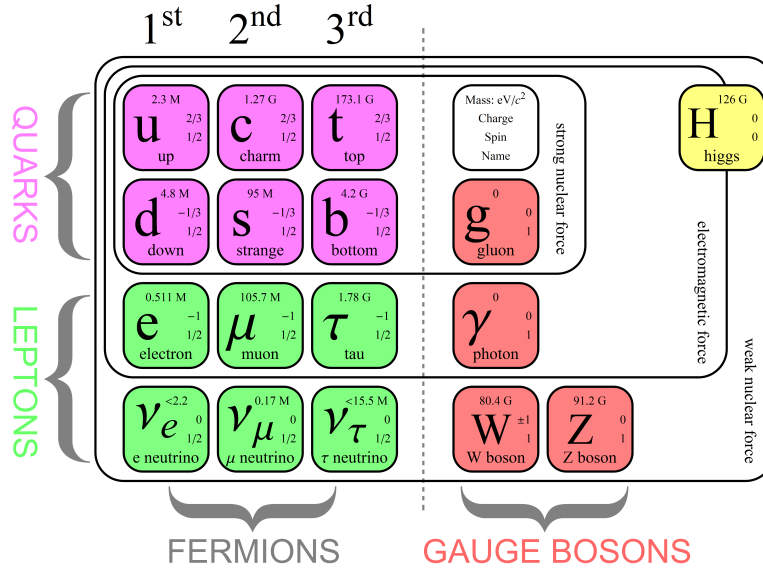


Figura 1.1: Particelle elementari del Modello Standard.

gruppo di simmetria SU(3), che prevede l'accoppiamento dei 3 stati di carica (e relative cariche di anticore) con 8 campi di gauge, detti campi gluonici, anch'essi portatori di carica di colore e mediatori della forza: l'origine di tale interazione è quindi data dalla carica di colore e i suoi mediatori sono mutuamente interagenti. Questa interazione modifica il colore ma non il sapore dei quark, che si conserva [1].

Per descrivere il comportamento dei quark a valori di energia e momento trasferito molto elevati, ovvero a piccole distanze, si usa il termine Libertà Asintotica: l'intensità dell'interazione forte diminuisce rapidamente e i quark si comportano come particelle libere o al più debolmente legate. Per questo motivo i partoni, quark e gluoni costituenti degli adroni, sono da considerarsi liberi all'interno degli stati legati della QCD. Al contrario, nelle regioni a basse energie, cioè a lunghe distanze, l'intensità dell'interazione aumenta drasticamente, confinando i quark nello stato legato di colore neutro, rendendoli così impossibili da osservare singolarmente. Tale fenomeno è chiamato Confinamento. Per comprendere questo fenomeno occorre studiare l'andamento (riportato in figura 1.2) della costante di accoppiamento forte α_s ¹, in funzione dell'energia.

Al primo ordine di approssimazione vale:

$$\alpha_s(Q) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln Q^2 / \Lambda_{QCD}^2} \quad (1.1)$$

dove Q^2 indica il quadri-impulso relativistico [2], che definisce la scala di energia, N_f rappresenta il numero di sapori di quark e Λ_{QCD} viene interpretata come la scala di energia tale per cui l'interazione forte diventa importante. Nel regime in cui si verifica la libertà asintotica si ha che $\alpha_s \ll 1$, rendendo quindi possibili i calcoli perturbativi; mentre in regime di confinamento l'intensità delle interazioni rende il calcolo perturbativo impossibile e serve ricorrere alla tecnica del QCD su reticolo.

¹ α_s è definita come la grandezza adimensionale che determina l'intensità dell'interazione forte ad una data scala energetica.

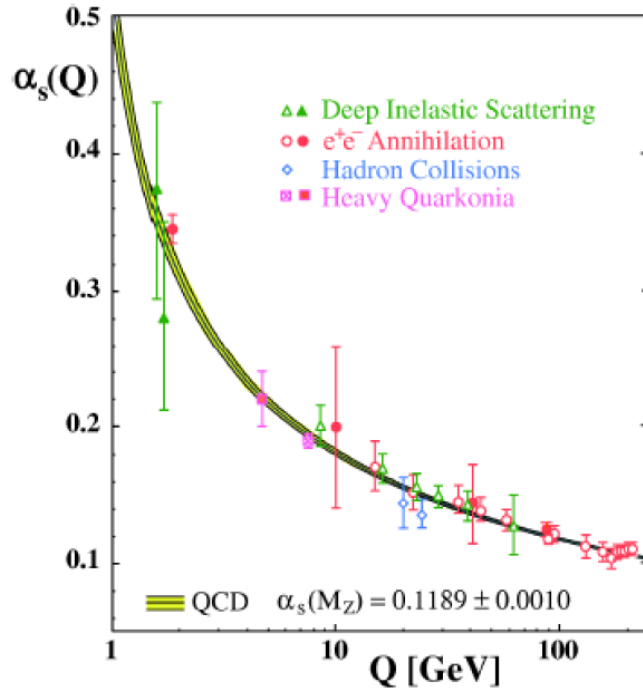


Figura 1.2: Andamento della costante di accoppiamento della QCD in funzione dell'impulso trasferito, ricavato da misure sperimentali.

QCD su reticolo

Per $\alpha_s \approx 1$, l'interazione tra quark risulta così intensa da non poterli separare. In queste condizioni si rende necessario quindi utilizzare la tecnica di QCD su reticolo che consiste in una discretizzazione delle coordinate dello spazio-tempo, attraverso la costruzione di un reticolo di lato L e di passo a (cut off), che definisce il limite inferiore della distanza possibile che può essere studiata, impedendo che compaiano integrali divergenti [3]. Facendo il limite per $a \neq 0$ e $L \neq 1$ si può tornare al campo continuo. La QCD su reticolo è utilizzata per lo studio della transizione di fase della materia ordinaria ad un plasma di quark e gluoni.

1.1.3 QGP

La libertà asintotica permette di comprendere il Quark-Gluon Plasma (QGP), stato fisico che si presenta in condizioni di elevata temperatura e densità di energia. Tale stato si è presentato nei primi istanti dopo il Big Bang, ed è caratterizzato dal deconfinamento di quark e gluoni, che risultano liberi di muoversi all'interno del plasma, diversamente da quanto accade con la materia adronica alle basse temperature. Questi due diversi stati possono essere visti come due fasi diverse dello stesso sistema fisico, la cui transizione avviene per una specifica temperatura critica T_c .

Dalla materia adronica al QGP

I parametri che descrivono la transizione tra materia adronica e QGP sono la temperatura e il potenziale bariochimico. Indicando con N_b il numero di particelle dotate di carica barionica (barioni), il potenziale bariochimico è definito come $\mu_b = \frac{\partial E}{\partial N_b}$ e indica la differenza tra materia ed antimateria; esso risulta importante in quanto il sistema che si forma può scambiare energia

e particelle con l'ambiente esterno. Le particelle di materia e antimateria sono in equilibrio solo se $\mu_b = 0$. Come si può notare dall'andamento mostrato in figura 1.3, se μ_b aumenta, la T_c diminuisce.

Negli esperimenti ad alta energia si verifica che le particelle e relative antiparticelle possono essere create e annichilate e in queste condizioni il parametro $\mu_b \rightarrow 0$ e $T_c \approx 173$ MeV [4]. Si può giungere a questo valore uguagliando le pressioni del gas di materia adronica e quella del QGP. Per quanto riguarda il gas di adroni si può descrivere come un gas ideale di pioni senza massa, la cui pressione è data dalla legge di Stefan-Boltzmann:

$$P_\pi = \frac{\pi^2}{30} T^4 \quad (1.2)$$

A tale pressione va aggiunto il termine $B \simeq 0.5$ GeV/fm³ di “bag pressure” dal modello bag, che prevede che i quark siano confinati in una bag (ovvero l'adrone). Questo termine B include il contributo energetico che occorre fornire per creare nel vuoto fisico non perturbativo della QCD una bag di vuoto perturbativo. Eguagliando tale pressione a quella del QGP non soggetto a confinamento, che risulta essere

$$P_{QGP} = \frac{37\pi^2}{90} T^4 \quad (1.3)$$

si ottiene una temperatura critica [3]

$$T_c = \left(\frac{45B}{17\pi^2} \right)^{1/4} \simeq 173 \text{ MeV} \quad (1.4)$$

come si osserva in figura 1.3 in corrispondenza del valore di $\mu_b \rightarrow 0$.

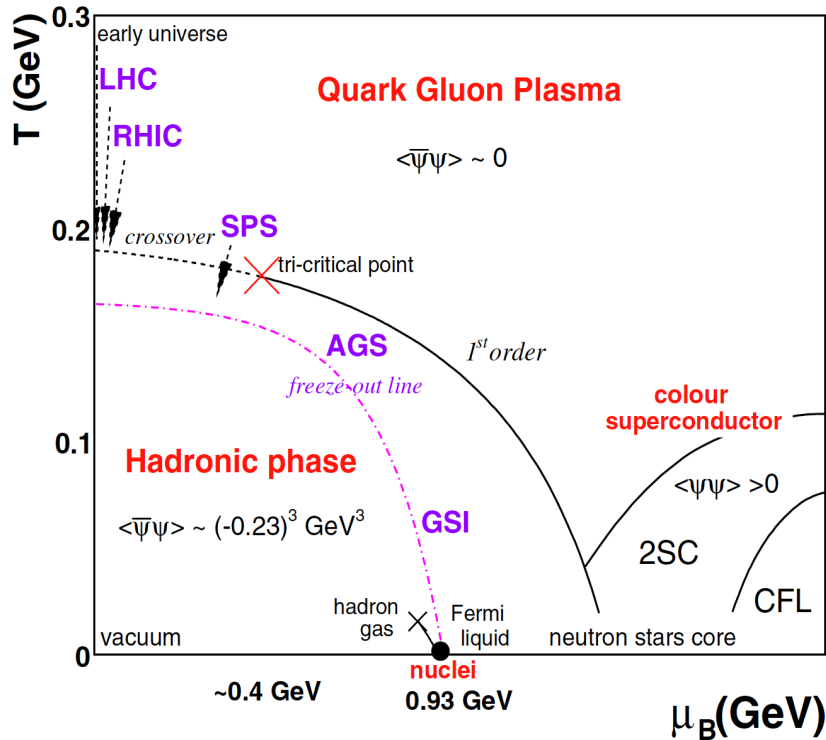


Figura 1.3: Andamento della transizione di fase QCD in funzione della temperatura e del potenziale bariochimico.

1.1.4 Collisioni tra ioni pesanti

L'unico strumento in grado di riprodurre in laboratorio le condizioni dell'universo primordiale e di permettere lo studio delle proprietà fisiche del QGP sono le collisioni di ioni pesanti accelerati ad energie relativistiche. Quando avviene una collisione tra ioni pesanti ultra-relativistici si forma una regione ad alta temperatura e densità a partire dallo scontro di nucleoni che interagiscono, come mostrato in figura 1.4. Non tutti i nucleoni sono però coinvolti nell'urto se questo non è perfettamente centrale; quelli che continuano il loro moto imperturbato lungo la direzione del fascio prendono il nome di nucleoni spettatori. La centralità dell'interazione, descritta dal parametro d'impatto² b , permette di classificare la collisione: maggiore è la centralità, maggiore sarà l'energia raggiunta nella collisione e la probabilità di riprodurre le condizioni adatte per la formazione del QGP. La rapidità è una quantità cinematica che permette di descrivere il moto delle particelle coinvolte nella collisione, ed è definita come [5]

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L} \quad (1.5)$$

dove compaiono l'energia E e la componente del momento p_L lungo l'asse del fascio. La rapidità si può approssimare con la pseudo-rapidità nel limite ultrarelativistico:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{p + p_L}{p - p_L} = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (1.6)$$

dove θ indica l'angolo tra l'impulso e la direzione del fascio.

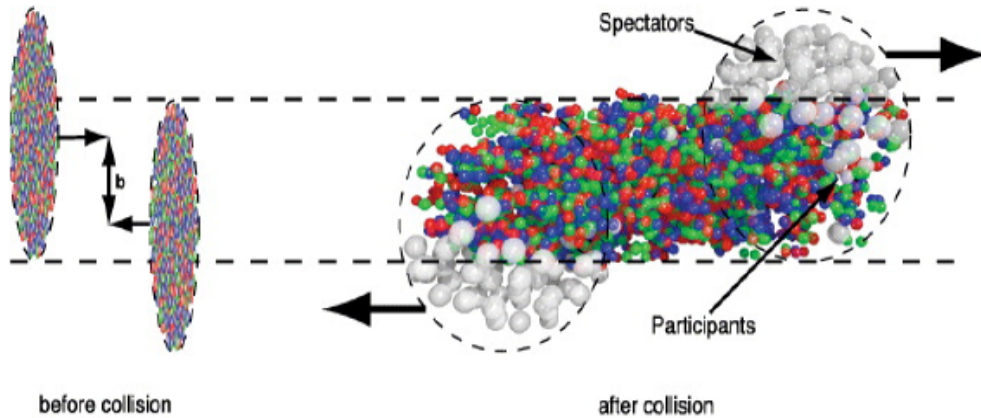


Figura 1.4: Collisione tra ioni pesanti. Prima della collisione a causa della contrazione Lorentziana delle distanze i nuclei sono raffigurati come dischi di spessore infinitesimo. Dopo la collisione si distinguono i nucleoni partecipanti all'urto e quelli spettatori.

²Il parametro d'impatto è definito come la distanza tra i centri dei due nuclei interagenti, sul piano ortogonale alla direzione dei fasci. Se la collisione è centrale $b \simeq 0$.

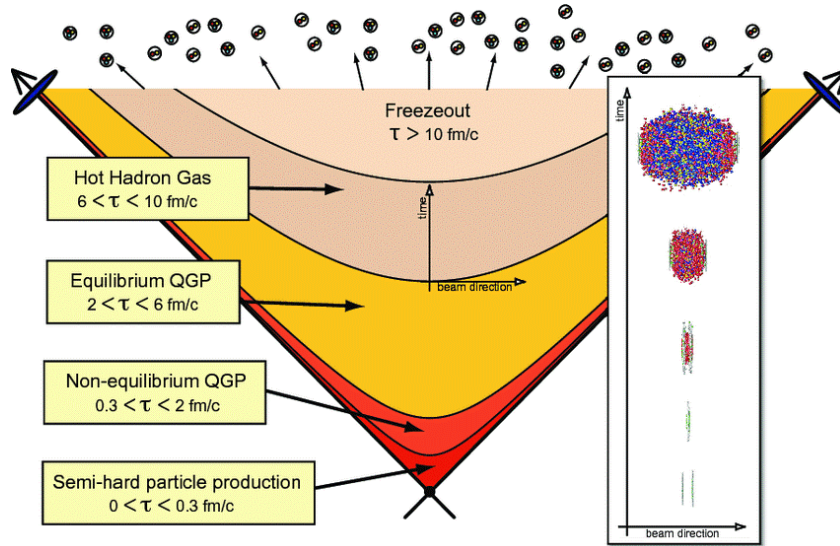


Figura 1.5: Eventi che si manifestano nello spazio e nel tempo a seguito di una collisione di nuclei Pb-Pb nel sistema di riferimento del centro di massa.

Evoluzione del QGP

Dopo la collisione tra ioni pesanti, si possono individuare diverse fasi che portano alle condizioni di temperatura e densità critica necessarie alla formazione del QGP e successivamente ad un processo di adronizzazione:

1. Fase di Pre-Equilibrio ($t \lesssim 1$ fm/c): dalla diffusione tra partoni è prodotta una grande quantità di quark e gluoni deconfinati con elevato momento trasverso ($p_T \gg 1$ GeV/c) e di fotoni, sia reali che virtuali. In particolare, i fotoni virtuali permettono di ricostruire la distribuzione dei momenti dei quark da cui sono stati prodotti, attraverso lo studio del loro decadimento in una coppia leptone-antileptone.
2. Termalizzazione ($t \approx 1 \div 10$ fm/c): all'interno del QGP le interazioni elastiche ed inelastiche tra i partoni conducono alla fase della termalizzazione in cui il sistema ad alta densità di materia e di energia raggiunge l'equilibrio termico. Successivamente, si raggiunge una fase mista in cui il sistema esercitando una forte pressione sul vuoto circostante si espande, raffreddandosi e convertendosi in gas adronico.
3. Adronizzazione ($t \approx 20$ fm/c): giunti al valore di densità critica inizia il processo di adronizzazione dei quark e dei gluoni che porta alla formazione degli stati legati. L'adronizzazione può avvenire per frammentazione o coalescenza. Tale fase persiste fino a quando l'energia permette collisioni inelastiche: sotto tale soglia si raggiunge il chemical freeze-out in cui vengono fissate le abbondanze delle specie chimiche.
4. Congelamento termico (Thermal freeze-out): avviene quando la distanza tra gli adroni supera il raggio d'azione dell'interazione forte ($T \approx 120$ MeV/c). Le diffusioni inelastiche si arrestano e si fissa lo spettro cinematico della materia risultante.

Una rappresentazione grafica dell'evoluzione del sistema creato in collisioni tra ioni pesanti ultrarelativistici è riportata in figura 1.5.

1.1.5 Prove Sperimentali del QGP

Il QGP non può essere studiato sperimentalmente in modo diretto. È necessario effettuare un'analisi indiretta a partire dalle informazioni che provengono da una collisione nucleo-nucleo e distinguere le proprietà che possono indicare la formazione del QGP. Per questo motivo tutte le misurazioni vengono confrontate con misurazioni analoghe effettuate in collisioni protone-protone o protone-nucleo, in cui non ci si aspetta la formazione di uno stato di QGP. Tra i diversi osservabili del QGP ci sono i canali adronici, facilmente rivelabili grazie alla grande sezione d'urto che li caratterizza, ma che al contempo sono soggetti ad interazioni forti durante l'evoluzione del sistema. Anche i canali elettromagnetici, che non interagiscono con la materia adronica e quindi preservano la memoria delle condizioni iniziali della collisione, sono degli osservabili importanti. Essi, però, risultano difficili da rivelare in collisioni nucleo-nucleo a causa dell'elevato background. Queste prove sperimentali dell'esistenza del QGP si dividono in "hard probes", ovvero segnali ottenuti nel regime perturbativo della QGP prodotti da partoni con alto momento trasferito, e "soft probes", segnali prodotti in fasi successive che coinvolgono partoni con momento più basso [6].

1.2 Struttura dell'esperimento ALICE

L'esperimento ALICE, acronimo di "A Large Ion Collider Experiment", è situato lungo l'acceleratore LHC presso il CERN di Ginevra. È uno dei 4 esperimenti principali presenti, progettati per ricostruire e studiare le collisioni che si verificano al centro della struttura, analizzando le particelle prodotte. A differenza degli altri esperimenti (CMS, ATLAS e LHCb), ALICE è stato espressamente progettato per analizzare le collisioni tra ioni di piombo, ad energie del centro di massa tali da permettere lo studio del QGP. ALICE è composto da numerosi rivelatori in grado di raccogliere diverse informazioni che permettono di analizzare le molteplici particelle prodotte [7].

1.2.1 LHC: Large Hadron Collider

Il Large Hadron Collider (LHC), situato presso il CERN di Ginevra, è attualmente il più grande e potente acceleratore al mondo. È composto da un tunnel di circa 27 km di circonferenza in cui vengono fatti circolare due fasci di particelle (adroni) ad una velocità prossima a quella della luce. In corrispondenza dei 4 esperimenti sopra citati vengono fatti collidere i fasci di particelle che viaggiano in direzioni opposte all'interno di un tubo a vuoto (beam-pipe, struttura che "contiene" il fascio) in condizioni di ultrahigh vacuum, guidati da un sistema di magneti superconduttori che lavorano ad una temperatura di 1.9 K.

Affinchè le particelle cariche (protoni e ioni pesanti) possano raggiungere una velocità prossima a quella della luce, vengono accelerate progressivamente in una serie di acceleratori sia lineari che circolari, di dimensioni inferiori all'anello principale di LHC (figura 1.6). Il fascio viene mantenuto sulla traiettoria circolare attraverso un complesso sistema composto da più di 50 diversi tipi di magneti. I Main Dipoles, 1232 in tutto, ciascuno lungo 15 metri, ne costituiscono lo scheletro e producendo un campo magnetico di 8.3 T sono i più potenti. Il loro compito è mantenere le particelle sul loro percorso. I magneti di inserimento sono responsabili di far collidere frontalmente i fasci nei siti dei 4 esperimenti. Le funzioni dei magneti sono multiple: devono deflettere i fasci affinché percorrano la circonferenza di LHC, ma anche focalizzarli e non permettere che la repulsione coulombiana li faccia disperdere. Ciò è svolto dai 392 quadripoli magnetici (figura 1.7) che agiscono sui diversi piani del fascio: sulla verticale

CERN's Accelerator Complex

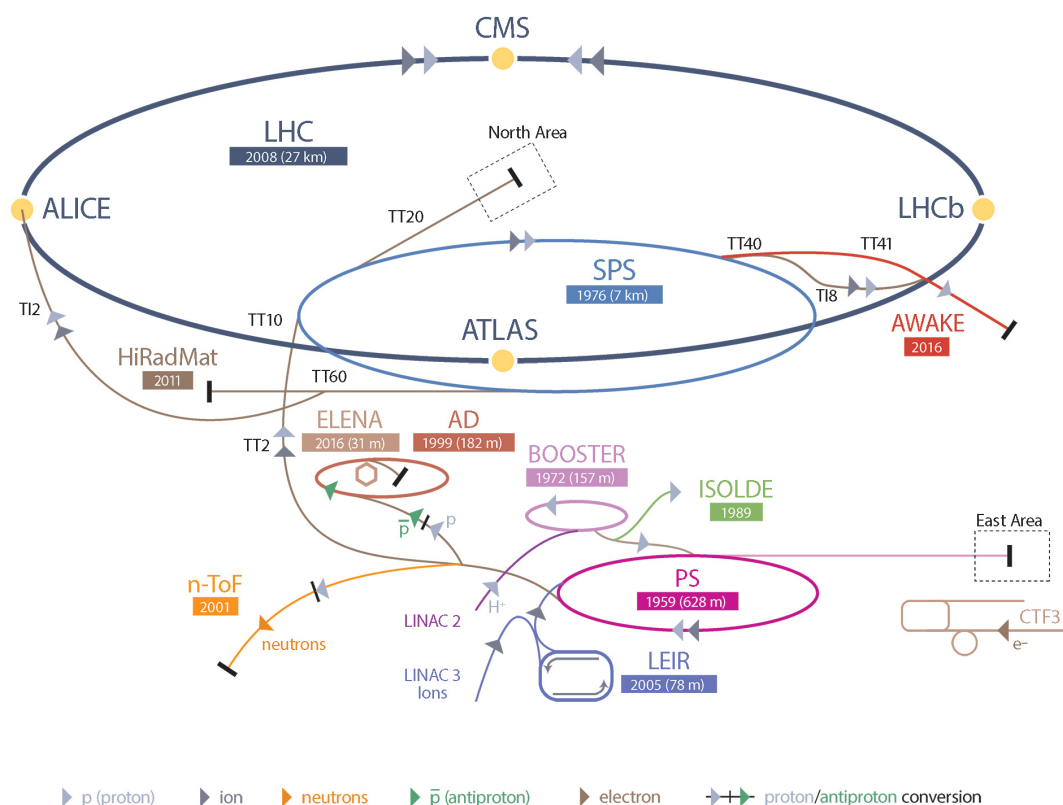


Figura 1.6: Rappresentazione degli acceleratori del CERN e degli esperimenti dislocati lungo LHC.

agiscono i quadripoli D, mentre sull'orizzontale i quadripoli F. È presente poi in diversi punti una disposizione detta FODO in cui si alternano dipoli O, F e D. Il dipolo O deflette il fascio, mentre F e D correggono la delocalizzazione prodotta.

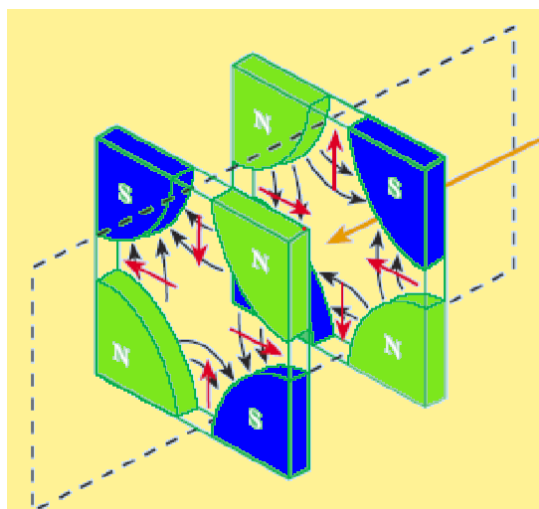


Figura 1.7: Illustrazione dei quadripoli magnetici e dei piani su cui agiscono per focalizzare il fascio.

1.2.2 L'esperimento ALICE

ALICE è stato progettato per esplorare l'esistenza di una transizione di fase tra materia adronica e QGP in cui i quark non sono confinati negli adroni, ma liberi. Per riuscire in questo intento ALICE acquisisce dati delle collisioni tra ioni di piombo, che confronta con le acquisizioni delle collisioni tra protoni. L'esperimento è composto da diversi tipi di rivelatori (figura 1.8) che si possono raggruppare in:

- Rivelatori volti alla ricostruzione del vertice primario, tracciamento e identificazione delle particelle e misura dell'impulso. Questi sono situati nella parte centrale, racchiusi all'interno di un magnete solenoidale di intensità 0.5 T, e ricoprono un angolo polare di 45° . Possiamo distinguere:
 - Inner Tracking System (ITS);
 - Time Projection Chamber (TPC);
 - Transition Radiation Detector (TRD);
 - Time of Flight (TOF);
 - High-Momentum Particle Identification Detector (HMPID);
 - PHOton Spectrometer (PHOS);
 - ElectroMagnetic CALorimeter (EMCAL);
- Rivelatori ad elevata pseudorapidità usati per il triggering e per misurare caratteristiche globali dell'evento:
 - Forward Multiplicity Detector (FMD);
 - Photon Multiplicity Detector (PMD);
 - Zero Degree Calorimeter (ZDC);
 - V0 Detector;
 - T0 Detector;
- Spettrometro a muoni: Forward Muon Spectrometer (FMS);
- Un rivelatore che ricopre la parte superiore del magnete per rivelare i raggi cosmici: Alice COsmic Ray DETector (ACORDE).

Inner Tracking System

L'ITS (Inner Tracking System) è il rivelatore di ALICE più interno e vicino alla beam pipe di LHC, che permette di determinare i vertici primari e secondari della collisione così da poter ricostruire i decadimenti dei diversi tipi di particelle. Il sistema è composto da sei strati cilindrici concentrici basati su tre diverse tecnologie di rivelatori al silicio: Silicon Pixel Detector (SPD), Silicon Drift Detector (SDD) e Silicon Strip Detector (SSD). Tale struttura permette di studiare le collisioni centrali Pb-Pb e l'elevata varietà di particelle che vengono prodotte. I rivelatori più interni (SPD) determinano il vertice primario, mentre i 4 rivelatori più esterni permettono di identificare le particelle a partire dalla perdita di energia $\frac{dE}{dx}$ in regione non relativistica e per particelle a basso momento ($p_T < 100$ MeV/c).

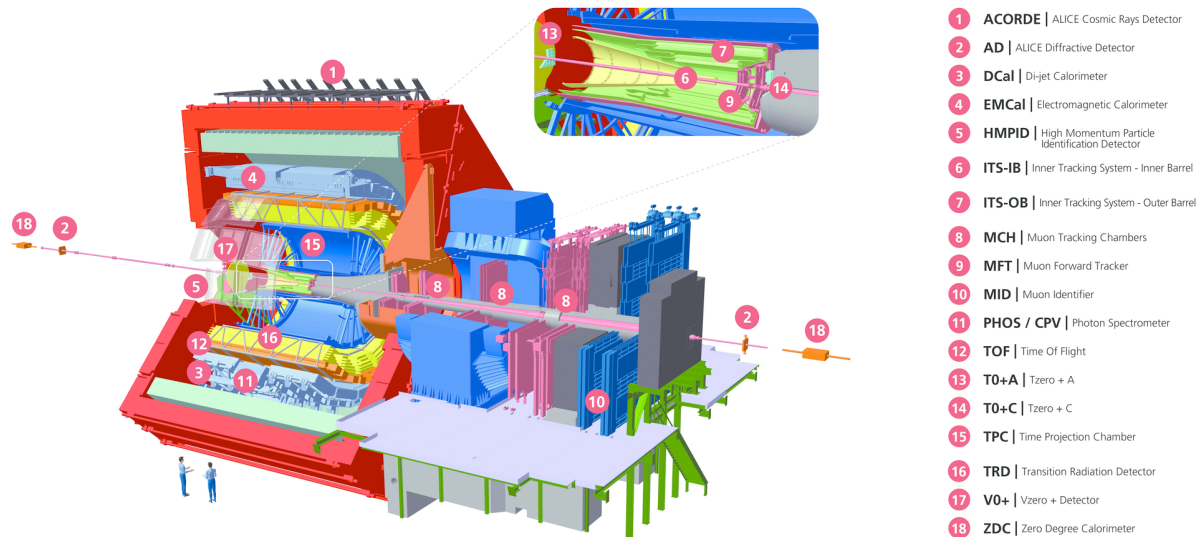


Figura 1.8: Rappresentazione artistica dell'esperimento ALICE e dei magneti che lo compongono.

Time Projection Chamber

La TPC (Time Projection Chamber) è il principale rivelatore tracciante di ALICE. Anch'esso di forma cilindrica, presenta un raggio interno pari a 80 cm, un raggio esterno pari a 250 cm e si estende per 5 m lungo la direzione del fascio, racchiudendo un volume totale di 88 m³, riempiti da una miscela di gas contenente Ne e CO₂, volta a ridurre gli effetti di scattering multiplo. La TPC è in grado di tracciare particelle entro un largo range di impulsi trasversi attraverso la perdita di energia di ionizzazione descritta dalla formula relativistica di Bethe-Bloch. Tali tracce sono accoppiate con quelle ricostruite dall'ITS e permettono di determinare il momento trasverso delle particelle cariche e a basso impulso.

Transition Radiation Detector

Il TRD (Transition Radiation Detector) è il rivelatore posto esternamente al TPC, con struttura cilindrica di raggio interno di 2.9 m ed esterno di 3.7 m, che copre una lunghezza di 7 m. È composto da un materiale inhomogeneo e da 522 camere di readout disposte su 6 livelli, ciascuna riempita con una miscela di gas formata da 85% di Xe e da 15% di CO₂. La sua funzione principale consiste nell'identificare gli elettroni e i positroni con impulso maggiore a 1 GeV/c che non possono essere identificati dalla TPC. Per farlo viene sfruttata la radiazione di transizione emessa dalle particelle cariche relativistiche passando tra materiali con diversa costante dielettrica.

Time of Flight

Il TOF (Time of Flight) è un rivelatore di forma cilindrica e posto a 3.7 m dalla linea di propagazione dei fasci. Si compone di 18 settori, ognuno diviso in 5 moduli, per un totale di 90 moduli e 1638 Multigap Resistive Plate Chamber strips (MRPC). La MRPC è l'unità fondamentale del rivelatore ed è formata da due pile di piani paralleli di vetro ad alta resistività, racchiudenti al loro interno un volume di gas a pressione atmosferica. Collegati ai piani più esterni ci sono due catodi che, con l'anodo posto tra le due pile, permettono di creare un intenso campo elettrico all'interno del rivelatore. Quando una particella carica attraversa il volume di gas crea coppie

elettrone-ione positivo. A causa del forte campo elettrico, gli elettroni acquistano un'energia sufficiente a generare ulteriori ionizzazioni, dando luogo ad una valanga elettronica. Si genera così un segnale indotto che viene raccolto da sensori di rame (pickup pads) posti al di fuori delle piastre esterne.

High-Momentum Particle Identification Detector

Il rivelatore HMPID (High Momentum Particle Identification Detector) è un rivelatore a luce Cherenkov di tipo Ring Imaging (RICH), ovvero studia le caratteristiche della radiazione Cherenkov emessa quando una particella carica passa attraverso un radiatore con materiale dielettrico ad una velocità superiore a quella che la luce avrebbe in quel materiale. I fotoni Cherenkov emessi vengono rilevati da un contatore fotonico, permettendo di individuare la velocità delle particelle e quindi (noto l'impulso) anche la loro massa e identità. Questo rivelatore è stato progettato per identificare pioni e kaoni con impulso fino a 3 GeV/c e protoni fino a 5 GeV/c, ricoprendo un ruolo fondamentale nello studio delle collisioni in ALICE.

Calorimetri e altri rivelatori

Quando una particella entra in calorimetro, essa viene fermata e assorbita completamente. Questo processo ne permette la misura dell'energia, che può avvenire sia per adroni, con calorimetri adronici, che per fotoni, elettroni e positroni con calorimetri elettromagnetici. Il PHOS è un calorimetro elettromagnetico che fornisce informazioni sulle proprietà termiche e dinamiche delle prime fasi della collisione, misurando fotoni diretti ad alta energia utili nello studio del QGP e del jet quenching³: un aumento di queste particelle con impulso superiore ai 2 GeV/c potrebbe indicare la presenza del QGP, mentre la misura di fotoni prodotti in decadimenti come quello di π_0 fornisce informazioni sul jet quenching.

Per studiare meglio il jet quenching si utilizzano l'EMCal e il DCal, calorimetri elettromagnetici a campionamento che permettono di ricostruire con precisione gli hard jet in qualsiasi tipo di collisione.

Infine, si trovano calorimetri adronici, come lo ZDC, volto a misurare i neutroni e protoni spettatori, che fornisce informazioni sulla centralità della collisione, e i rivelatori V0 e T0, il primo permette di rigettare il fondo che si presenta a seguito delle interazioni con il gas residuo nella beam pipe, il secondo permette di misurare il tempo in cui è avvenuto l'urto.

³Processo di attenuazione dei getti ad elevato impulso trasverso dovuto a processi dissipativi.

Capitolo 2

BCM e sistema di protezione di ALICE

Quando LHC è in funzione a pieno regime, i due fasci di protoni che vi ruotano all'interno in senso opposto possono raggiungere valori di energia pari a 360 MJ. Tali fasci possono contenere fino a 2808 pacchetti di 1.1×10^{11} protoni ognuno, che collidono ogni 25 ns con un'energia nel centro di massa fino a 14 TeV per collisione in ognuno dei quattro principali esperimenti distribuiti lungo l'anello. Perdite locali di particelle da parte del fascio (Beam Loss) possono causare una perdita di superconduttività dei magneti (quenching) o nei casi più gravi anche danni fisici ai componenti degli esperimenti e ai rivelatori. Tali anomalie del fascio (beam failure) si possono presentare durante l'iniezione del fascio nell'anello di LHC o durante la normale circolazione dei fasci prima che essi collidano. Per prevenire i danni causati dai beam failure è stato implementato uno specifico e complesso sistema di protezione, che si compone di numerosi sotto-sistemi che analizzano il fascio e di elementi passivi di protezione [8].

2.1 Sistema di protezione di LHC

Il sistema di protezione di LHC si differenzia in attivo e passivo. Le protezioni passive si occupano di limitare le perdite del fascio, di diluirle o assorbirle con l'utilizzo di collimatori e sistemi di assorbimento. A causa dei magneti impiegati e del rischio di quenching è fondamentale che il fascio venga costantemente collimato. La collimazione del fascio è il primo livello di protezione per tutti gli esperimenti ed è necessario ridefinirla continuamente. Ad esempio, assumendo una perdita in un fascio che ha vita media pari a 10 h, il sistema di collimazione deve riuscire a catturare le particelle con una probabilità del 99.9% che altrimenti finirebbero per danneggiare rivelatori o magneti. Le protezioni attive agiscono su una scala di tempo inferiore rispetto a quelle passive, rivelano le problematiche del fascio e sono responsabili della sua rapida estrazione dall'anello attraverso il Beam Dumping System di LHC (LBDS).

2.1.1 Il Beam Interlock System

Per ogni fascio che circola in LHC, due anelli ottici ridondanti trasportano i segnali di Beam Permit. La coppia di anelli trasmette questi segnali in sensi opposti. I due Beam Interlock Controllers (BIC) hanno il compito di unire logicamente con l'operatore "AND" i segnali trasmessi dagli esperimenti (User Permit). Se uno di questi segnali è impostato sullo stato "false", il Beam Permit viene rimosso interrompendo il segnale degli anelli ottici e viene attivato il "dump system" (rigetto del fascio), bloccando l'inserimento del fascio proveniente dall'acceleratore Super Proton Synchrotron (SPS). Possibili cause del dump sono anomalie rivelate

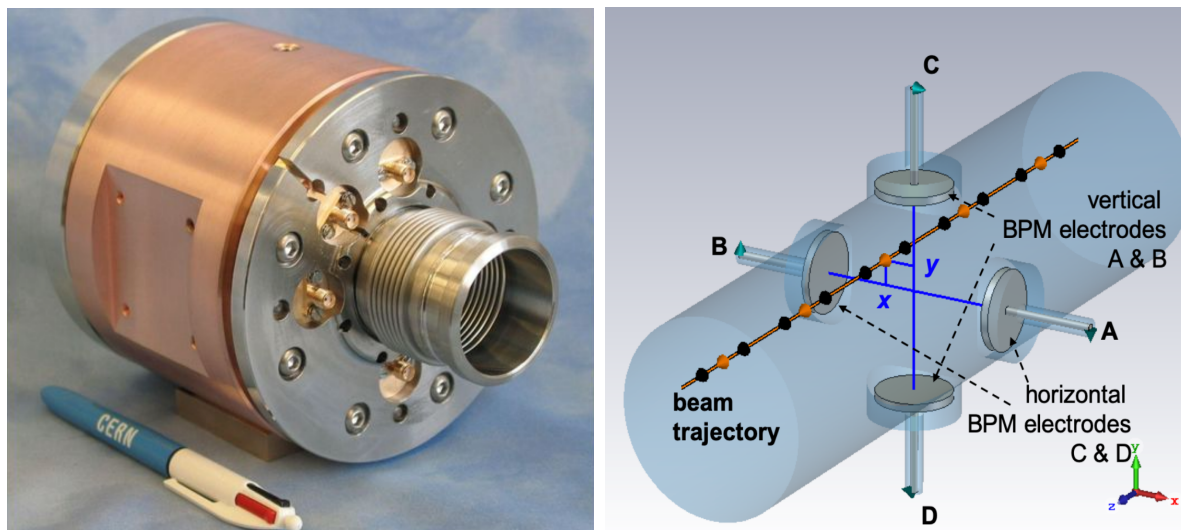


Figura 2.3: A sinistra: foto di un sensore BPM. A destra: schematizzazione di un sensore BPM.

Per poter far avvenire il dump occorrono almeno $3 \mu\text{s}$ (dump kicker rise time); per questo motivo in ogni schema di riempimento (filling scheme) di LHC è sempre prevista una zona, di lunghezza pari appunto a $3 \mu\text{s}$, priva di pacchetti di particelle (bunch). Questa zona è chiamata abort gap (figura 2.4), e viene continuamente monitorata e svuotata tramite appositi magneti, per minimizzare le perdite del fascio durante il beam dump. Quando il BIS lancia il segnale di estrazione del fascio, l'operazione viene completata in circa $270 \mu\text{s}$ da quando il segnale User Permit è passato allo stato di "false".

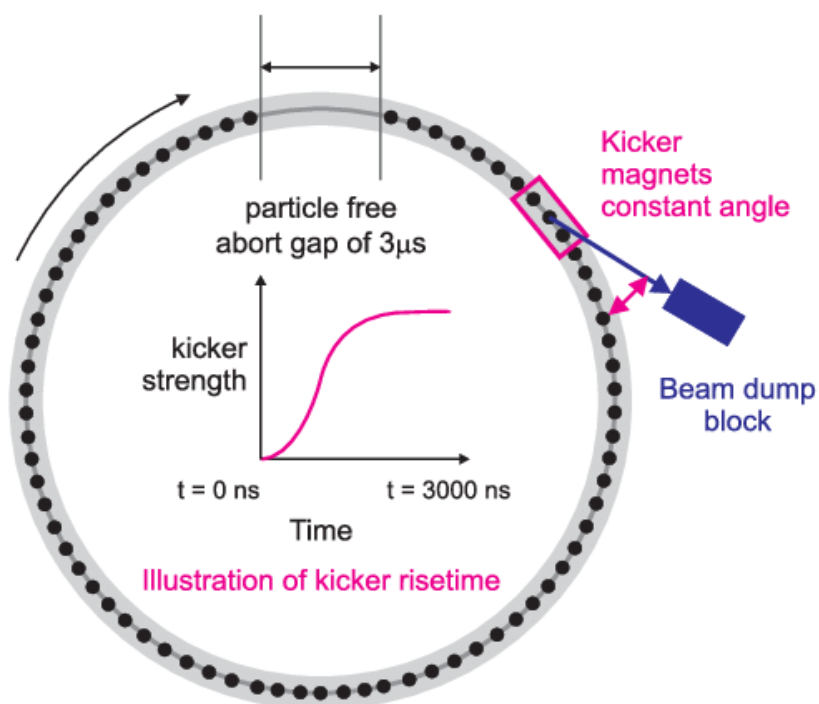


Figura 2.4: Rappresentazione dell'abort gap, kicker rise time e filling scheme di LHC.

2.2 Tipologie di Beam Failures

Una prima distinzione che può essere fatta sulle tipologie di Beam Failure è la scala temporale in cui avviene. Se il fascio si degrada lentamente si tratta di tempi dell'ordine di secondi o minuti, i cui possibili danni conseguenti sono dovuti all'incremento di dose di radiazione. In queste situazioni si può anche tentare di ripristinare le buone condizioni del fascio prima di doverlo rigettare. Se invece il fascio si degrada rapidamente (nel tempo di pochi giri all'interno di LHC¹) è richiesta un'altrettanta rapida reazione, gestita dal BIS. In particolare poi, si differenziano tre diverse tipologie di Beam Failure legate alla posizione in cui esse avvengono:

- Durante la circolazione dei fasci: può essere dovuta ad esempio ad un'errata attività dei magneti o dei collimatori. Ciò comporta una perturbazione del fascio che interessa un'ampia sezione dell'anello e spesso viene rivelata dal sistema di protezione di LHC precedentemente descritto, prima che possa causare danni agli esperimenti. Un'eccezione sono le anomalie che si presentano solo localmente (local bumps), che interessano una singola porzione dell'anello principale e hanno effetti minimi al di fuori di tale regione.
- Inserimento del fascio: è causata da un incompleto o non sincronizzato ingresso del fascio, o anche da un'errata azione dei magneti, e può comportare importanti danni ad ALICE e LHCb che si trovano in prossimità dei siti di inserimento dei fasci, nonché ai magneti superconduttori D1 utilizzati per far collidere i fasci nei punti di interazione. Si tratta di danni locali accentuati dall'energia del fascio che, non essendo ancora al suo massimo valore, lo rende più suscettibile all'azione dei magneti. Come protezione contro questo genere di failure, ogni linea di inserimento è equipaggiata con una serie di assorbitori fissi e mobili.
- Estrazione del fascio: è causata da un beam abort non sincronizzato. Durante il kicker rise time alcuni pacchetti possono sfuggire e continuare il loro percorso nell'anello generando ampie perdite di particelle, che vengono rifocalizzate dai collimatori.

2.2.1 Potenziali danni causati dal Beam Failure nei rivelatori al silicio

In aggiunta al rischio di danneggiamento dei rivelatori e sensori di LHC più vicini all'anello e al quenching dei magneti superconduttori, gli effetti di un Beam Failure possono essere molto gravi anche sui rivelatori più interni degli esperimenti. La maggior parte dei rivelatori più interni che compongono gli esperimenti principali presenti su LHC sono costruiti con la tecnologia al silicio che può essere danneggiata da effetti dovuti ad un elevato deposito di calore locale e da effetti indicati generalmente come "bulk damage" e "surface damage". Mentre si può dimostrare che la quantità di calore depositata da un beam failure in LHC nei sensori al silicio non è in grado di aumentare sensibilmente la loro temperatura, rendendo il rischio di danneggiamenti nei sensori relativamente basso, gli altri due effetti possono invece gravemente deteriorare il loro funzionamento.

- i danneggiamenti all'interno del volume del sensore (bulk damages) sono dovuti prevalentemente a particelle massive che, urtando gli atomi del reticolo, provocano una sua alterazione geometrica. Queste alterazioni creano nuovi livelli energetici all'interno dei semiconduttori che agiscono come "trappole" per i portatori di carica e che provocano una riduzione del segnale di risposta del sensore;

¹Un giro in LHC ha una durata di circa 89 μ s

- i danneggiamenti superficiali (surface damages) sono invece dovuti a radiazioni ionizzanti e possono provocare alterazioni in alcuni parametri del sensore, come ad esempio capacità, forma del campo elettrico interno e tensione di bias. Anche l'elettronica di readout può essere danneggiata da questo tipo di radiazioni portando a conseguenze in alcuni casi ancora maggiori in quanto solitamente un chip di readout è collegato a più canali del sensore.

Bulk Damage

La ricombinazione dei portatori di carica rappresenta un limite nella resistenza alle radiazioni da parte del sensore. La probabilità che avvenga la ricombinazione per gli elettroni e le lacune presenti nel materiale può essere descritta attraverso il modello del Cammino Libero Medio (CLM), indicato con $\lambda_{i=e,l}$, che dipende sia dalla velocità $v_{i=e,l}$ dei portatori di carica che dal loro tempo di vita $\tau_{i=e,l}$. Per descrivere il danneggiamento causato dalla radiazione è utilizzato un modello semplificato, in cui si assume che il numero di impurità presenti nel materiale sia proporzionale al flusso equivalente di neutroni Φ :

$$N_{imp} = N_{0,imp} + k \cdot \Phi \quad (2.1)$$

dove k è la costante che indica il numero di impurità generate per ogni particella che ha attraversato il semiconduttore, mentre $N_{0,imp}$ indica il numero di impurità già presenti nel materiale. Poichè N_{imp} e il tempo di vita $\tau_{i=e,l}$ sono inversamente proporzionali, si può riscrivere il CLM in funzione del flusso:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_0} + k\Phi \quad (2.2)$$

dove k è la costante che indica il danno apportato dalla radiazione, λ_0 è il libero cammino medio di drift prima che il materiale venga sottoposto ad una radiazione e Φ è il flusso di particelle [10].

2.3 Beam Condition Monitor System presso ALICE

Il Beam Condition Monitor System (BCM) ha il compito di proteggere l'esperimento ALICE da eventuali beam failure durante le varie fasi di operazione di LHC e soprattutto all'iniezione, essendo l'esperimento posto in prossimità del sito di ingresso dei due fasci di LHC. Il BCM è direttamente connesso con il BIS di LHC.

2.3.1 Componenti del BCM

Similmente al sistema di protezione di LHCb, i sensori sono stati realizzati con una tecnologia al diamante (polycrystalline Chemical Vapour Deposition, pCVD) e misurano il background del fascio. Sono localizzati in due stazioni vicine alla beam pipe su entrambi i lati in cui avviene l'interazione studiata da ALICE (Station 0 posizionata nel lato dell'esperimento più vicino alla zona di inserimento del fascio "beam 1" e Station 1 posizionata sul lato opposto), entrambe equipaggiate con 8 sensori ciascuna, disposti a raggiera, come visibile in figura 2.5. I dati raccolti da questi sensori sono digitalizzati attraverso il convertitore corrente-frequenza (CFC) e inviati tramite collegamenti ottici alla TELL1 board. La TELL1 board ha il compito di calcolare le "running sums" (RS) dei dati raccolti da CFC per tre diversi regimi di acquisizione dei data frame, con tempi di integrazione pari a 40 μs per RS1, 80 μs per RS2 e 1.28 μs per RS32.

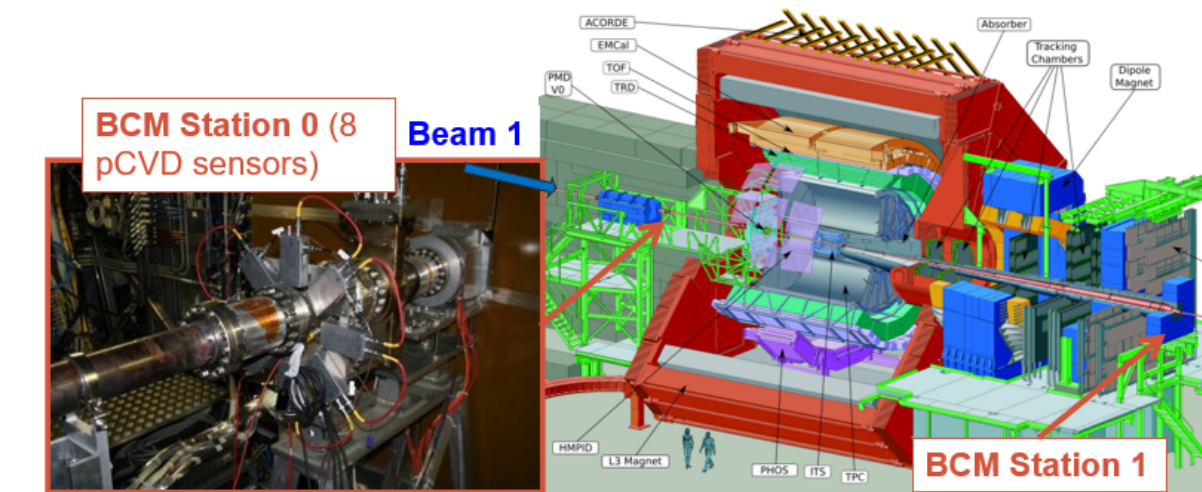


Figura 2.5: Posizione del BCM in ALICE e foto della Stazione 0.

Nel caso di RS32 si calcolano poi le somme degli RS32 acquisiti da 5 degli 8 sensori totali, escludendo da questa somma i 2 sensori che hanno registrato i valori più alti e quello con il valore più basso.

2.3.2 Interfaccia con BIS

ALICE comunica con BIS attraverso la TELL1 board inviando tre diversi segnali (User Permit). Il "Beam Permit" agisce sull'inibizione o il permesso di circolazione di entrambi i fasci. Ci sono poi altri due segnali, uno per ogni fascio, che controllano l'ingresso del fascio proveniente da SPS nell'anello di LHC (Injection Permit). Il beam dump viene imposto da TELL1 rimuovendo i "permit" quando i valori delle RS superano dei precisi valori di soglia. I valori di soglia del BCM possono essere cambiati in base allo stato dei più sensibili sub-detectors di ALICE e alle specifiche del fascio rese note dal CERN Control Centre [11].

2.3.3 Post Mortem

Dopo che è stata richiesta l'attivazione del sistema di protezione è importante poter risalire alle cause. Per questo scopo è necessario avere accesso ai dati acquisiti appena prima del dump. I dati raccolti dai CFC sono trascritti su un buffer circolare sulla TELL1 board. Questo buffer viene "congelato" quando un segnale "Post mortem" (PM) è inviato.

2.3.4 Sensori pCVD

I sensori pCVD sono costruiti usando il diamante come semiconduttore, materiale che, grazie alla sua larga band-gap (5.47 eV) ed elevata energia di legame, risulta essere adatto agli ambienti soggetti a radiazioni. Inoltre la tecnologia artificiale con cui sono realizzati risulta essere particolarmente sensibile alla rivelazione di particelle cariche. I sensori utilizzati (figura 2.6) sono dei parallelepipedi quadrati che ricoprono una superficie di 100 mm^2 con uno spessore di 0.5 mm. Al centro delle superfici superiore ed inferiore è posta un'area metallica di 8 mm x 8 mm che permette di creare contatti elettrici. I contatti dei sensori sono realizzati con uno strato di 50 nm di titanio posizionato sopra ad uno strato in oro di ugual spessore. Il contatto elettrico

è realizzato da un lato attraverso un sottile filamento di rame che viene unito con una particolare colla conduttiva. L'altro lato è collegato ad un circuito posto su una scheda di readout [12].

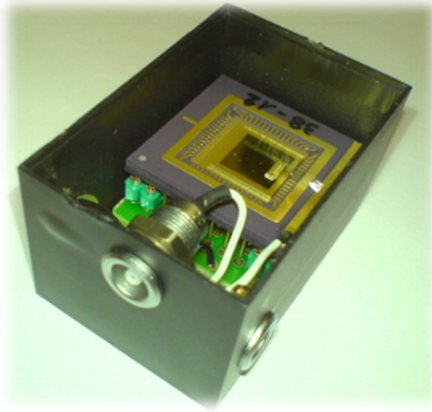


Figura 2.6: Sensore pCVD

Funzionamento di un rivelatore solid-state ionization chamber

I detector costruiti mediante il "solid-state ionization chamber" utilizzano un materiale solido per rilevare il passaggio di particelle cariche o fotoni. L'energia rilasciata da una particella carica incidente (o da un fotone) genera delle coppie elettrone-lacuna, portatori di carica, nel volume del sensore. Queste cariche si muovono verso gli elettrodi a causa del campo elettrico applicato, generando una corrente elettrica sugli elettrodi di readout.

Il diamante, grazie all'elevata mobilità dei suoi portatori di carica, può essere utilizzato in questa tipologia di detector. Per funzionare come "ionization chamber" viene applicato un voltaggio di bias nel diamante: quando una particella carica lo attraversa, gli atomi che compongono la struttura cristallina vengono ionizzati, spingendo gli elettroni nella banda di conduzione e lasciando delle lacune della banda di valenza; queste cariche si muovono (drift) a causa del campo elettrico e producono un segnale.

Segnale in un sensore pCVD

Mediante una particella al minimo di ionizzazione (MIP) crea 36 coppie elettrone-lacuna per ogni μm che percorre all'interno del pCVD (figura 2.7). Per esprimere il segnale medio di risposta del sensore, q^{signal} , viene utilizzata la "Charge Collection Distance" (CCD):

$$CCD = \frac{q^{signal}}{36 \text{ e}/\mu\text{m}} \quad (2.3)$$

La CCD può essere espressa attraverso λ_i , il cammino libero medio (CLM) di drift degli elettroni e delle lacune in un materiale di dimensioni infinite, mediante la relazione [13]:

$$\frac{CCD}{t} = \sum_{i=e,l} \frac{\lambda_i}{t} \left[1 - \frac{\lambda_i}{t} \left(1 - e^{-\frac{t}{\lambda_i}} \right) \right] \quad (2.4)$$

dove t indica lo spessore del materiale. Il CLM di drift, come riportato dall'equazione 2.2 è inversamente proporzionale al numero di ricombinazioni ("trappole") che si verificano all'interno del materiale, le quali aumentano linearmente con il flusso di particelle, determinando

una relazione di proporzionalità inversa tra il flusso e la CCD. La relazione che lega tra loro ampiezza del segnale di risposta, cammino libero medio e radiazione integrata è stata verificata con opportuni test di irraggiamento su sensori pCVD, come riportato in figura 2.8 [13].

Poiché il segnale indotto sugli elettrodi di pick-up dipende linearmente dalla velocità di deriva delle cariche nel volume del sensore, e quindi dal valore del campo elettrico ($v = \mu E$, con v velocità di deriva e μ mobilità delle cariche) perché in questo tipo di rivelatori l'intensità del campo elettrico applicato non è mai sufficientemente elevata da far saturare la velocità di drift, è sempre possibile aumentare l'ampiezza del segnale, e quindi recuperare almeno parzialmente gli effetti di invecchiamento, aumentando il valore della tensione di bias [14].

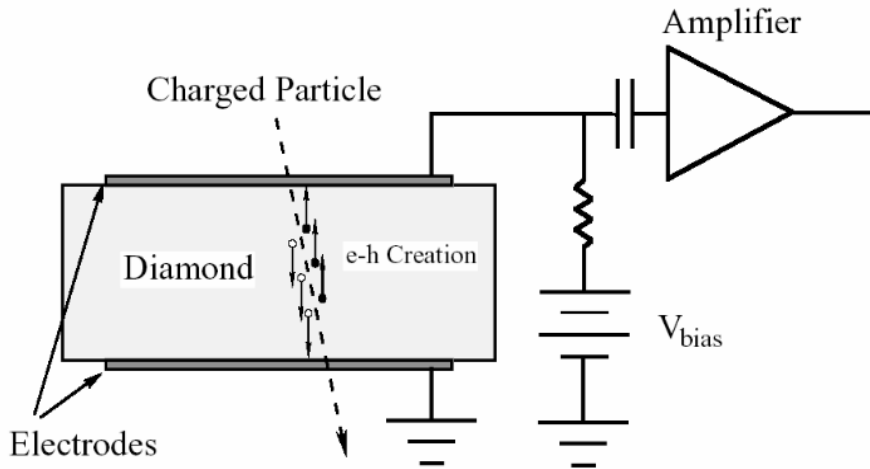


Figura 2.7: Illustrazione della formazione del segnale presso un sensore pCVD.

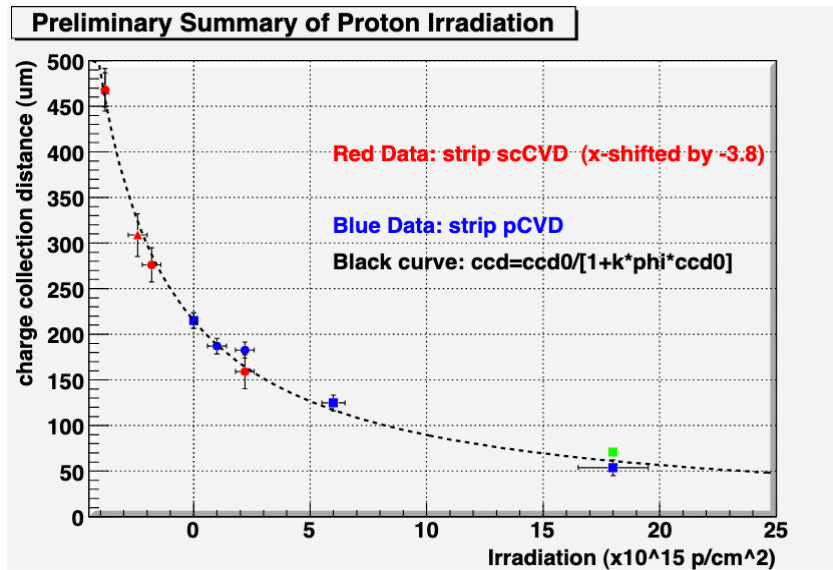


Figura 2.8: Variazione del segnale di sensori al diamante (scCVD e pCVD) sottoposti a radiazione.

2.3.5 Beam Dump Logic

Normalmente sono applicati due criteri per decidere se è necessario eseguire il dump del fascio, basati su diverse scale temporali. Il più rapido "Fast Abort" entra in gioco quando si verificano picchi di corrente nei sensori, mentre lo "Slow Abort" si basa sulla radiazione misurata su una finestra temporale maggiore in cui vengono eseguiti dei calcoli di natura statistica.

- Fast Abort:
 - per ognuno degli 8 sensori viene continuamente controllato che il valore della corrente in un periodo di $40\ \mu\text{s}$ (RS1) e $80\ \mu\text{s}$ (RS2) non superi il valore di soglia;
 - se per due consecutivi periodi di $40\ \mu\text{s}$ e $80\ \mu\text{s}$ un sensore supera il valore di soglia, allora viene segnalato l'eccesso;
 - per ridurre al minimo la probabilità che si verifichino dei falsi segnali, il Beam Permit viene inviato solo se tutto quanto sopra riportato si verifica per 3 sensori adiacenti.
- Slow Abort:
 - viene calcolata la RS32 per ogni sensore così da eliminare il rumore;
 - vengono rigettati i due valori più elevati e quello più inferiore tra le RS32 calcolate, e le restanti quattro vengono sommate;
 - il Beam Permit viene inviato se la somma eccede il valore di soglia. Le Running Sums di ordine n sono continuamente aggiornate con la somma degli ultimi n valori ricevuti in input. Vengono calcolate aggiungendo il valore recente e sottraendo il valore più nuovo $(n+1)$ registrato.

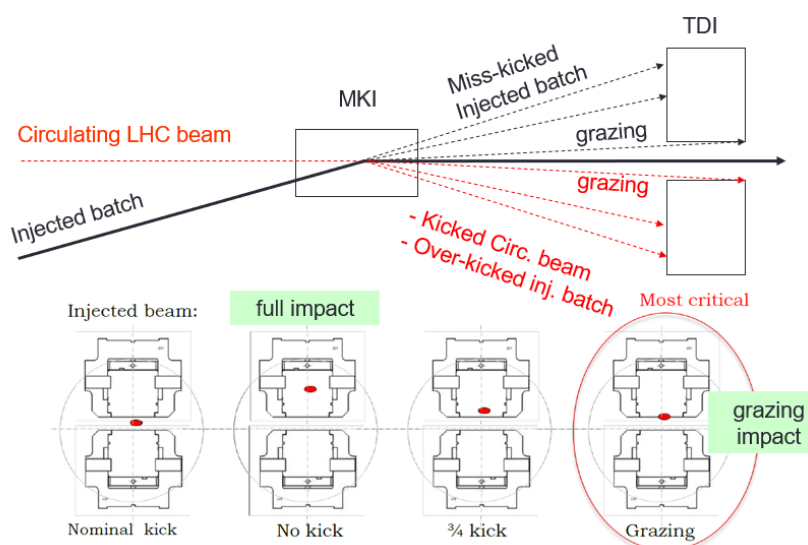


Figura 2.9: Raffigurazione della posizione del fascio all'ingresso di LHC e nella sua normale posizione. Si evidenzia la posizione del fascio in ingresso e della sua proiezione nei confronti degli assorbitori TDI superiore ed inferiore.

2.3.6 Valori di soglia del BCM

Il 28 luglio 2011, durante la RUN1, si sono verificati dei beam losses a causa di due injection failures derivanti da un errato funzionamento dei kickers (MKI). Durante l'"erratic turn-on" del MKI avvenuto alle 16:30 il BIS ha rilevato il problema, bloccato il kicker e 144 pacchetti di particelle sono stati inseriti in LHC andando a collidere con la parte superiore dell'assorbitore TDI (beam stopper) con un parametro di impatto di circa 3 cm. Più tardi, alle 18:00 della stessa giornata, si è verificato un altro MKI erratic turn-on, che però non è stato rivelato dal BIS e il fascio ha ricevuto un impulso dal kicker C per $9 \mu s$, inserendo 162 pacchetti di particelle con il 12.5 % della potenza nominale, andando a strisciare (grazing) sulla parte inferiore del TDI (le posizioni degli assorbitori si possono vedere in figura 2.9).

In entrambi i casi il sistema di dump del fascio è stato attivato dal BCM, con valori registrati ben oltre le soglie attuali [15]:

- alle 16:30 RS1 ha registrato un valore 80 volte superiore;
- alle 18:00 RS32-Sum ha registrato un valore 3559 volte superiore.

A seguito di questi "incidenti" che hanno danneggiato alcuni detectors di ALICE, sono state adottate le seguenti strategie:

- durante le fasi di iniezione del fascio tutti i rivelatori di ALICE che potrebbero essere danneggiati da beam failure, come i rivelatori al silicio posti in prossimità della beam pipe e i rivelatori a gas, sono tenuti spenti. Restano accesi i calorimetri che non sono soggetti a tali danni, quindi l'esperimento ALICE risulta essere spento. Vengono utilizzati degli alti valori di soglia (High Threshold) per evitare di causare il dump del fascio, che risulta essere sì instabile, essendo continuamente ri-aggiornati i parametri di LHC, ma "innocuo" per i rivelatori spenti;
- dopo che il fascio in LHC ha raggiunto l'energia nominale, si impostano dinamicamente le "Low Threshold" e i detector possono essere accesi.

I valori di soglia aggiornati al 2015 sono riportati in tabella 2.1. Sono stati stabiliti utilizzando i "TDI shots": il fascio che viene inserito in LHC vicino ad ALICE, viene volontariamente deflesso con un angolo che non è quello nominale, per far sì che vada a finire contro l'assorbitore TDI, così da poter rivelare gli inserimenti che possono creare danni all'esperimento.

BCM running sums	Low Thresholds	High Threshold
BCM RS1	500 nA	2700 nA
BCM RS2	250 nA	1350 nA
BCM RS32 Sum	35 nA ($1E32 \text{ Hz/cm}^2$)	300 nA ($8.5E32 \text{ Hz/cm}^2$)

Tabella 2.1: Valori di soglia alti (all'inserimento del fascio) e bassi (fascio a valore nominale) dei sensori pCVD in RS1, RS2 e RS32. Nell'ultima riga sono riportati tra parentesi i valori di soglia per la luminosità istantanea².

²La Luminosità ($L=\sigma R$) misura la frequenza di collisioni che possono essere prodotte da un dato processo; la sua misura in ALICE si basa sulle sezioni d'urto visibili misurate nei van der Meer scan. Le sezioni d'urto σ sono solitamente espresse in barn; un barn è definito come un'area di $1 \times 10^{-28} \text{ m}^2$. L'esperimento ALICE lavora con valori di luminosità generalmente inferiori agli altri esperimenti presenti in LHC: variando il parametro d'impatto viene modificata la centralità dell'interazione tra i fasci, ottenendo una riduzione nel valore della luminosità istantanea.

Capitolo 3

Studio del segnale dei sensori BCM in ALICE

Come sottolineato nel capitolo precedente, il BCM ha il fondamentale compito di proteggere l'esperimento ALICE e i suoi detectors dai beam failures e in generale da qualsiasi evento inatteso che, provocando un aumento di flusso di particelle attraverso di essi, ne possa mettere a rischio l'integrità e il corretto funzionamento. Ciò che porta all'attivazione del sistema di protezione sono gli 8 sensori di pCVD, attualmente calibrati con i valori di soglia aggiornati al 2015. Attraverso lo studio del segnale di questi sensori, si vuole capire se queste soglie siano ancora adeguate o se, dopo diversi anni di funzionamento e luminosità integrata¹, sia necessario modificarne il valore. Analizzando i dati di risposta di questi dispositivi in funzione della luminosità di ALICE, viene riportata la variazione della risposta tra i run eseguiti negli anni 2015, 2017 e 2018.

3.1 Acquisizione dei dati

Per poter studiare il segnale dei sensori BCM sono stati utilizzati tre scan di luminosità; in questi scan sono stati variati i parametri di LHC in modo da variare il parametro d'impatto dei fasci collidenti in ALICE e regolare, di conseguenza, il numero di collisioni al secondo. I dati raccolti durante questi scan sono stati archiviati per permettere una loro analisi offline. I metodi di archiviazione non sono gli stessi per tutte le grandezze misurate, ma dipendono dal tipo di rivelatore e dal sistema che si occupa della sua gestione. In particolare:

- i dati inviati dagli 8 diamond sensors che compongono il BCM, descritti nel capitolo precedente, vengono archiviati nel database "ORACLE db DETECTOR CONTROL SYSTEM" di ALICE e sono campionati ogni volta che la grandezza misurata cambia di valore; pertanto, tale campionamento non ha frequenza fissata;
- per quanto riguarda la luminosità istantanea in ALICE, i dati vengono inviati al "LHC Logging Database" e sono campionati regolarmente, con una frequenza fissa. Nello scaricare i valori dal database è stata richiesta una campionatura con una frequenza di un minuto.

Poichè questi due set di dati sono campionati diversamente e provengono da database diversi è stato necessario, in prima fase, operare una sincronizzazione temporale dei valori misurati.

¹La luminosità integrata è pari al numero di eventi con una certa sezione d'urto generati in uno specifico intervallo di tempo T su cui viene eseguito l'integrale della luminosità istantanea.

Tale sincronizzazione è stata effettuata mediando per ogni minuto i campionamenti dei valori registrati dai pCVD. Nei grafici in figura 3.1 è riportato l'andamento della luminosità istantanea nei 3 scan eseguiti il 25 ottobre 2015, il 5 settembre 2017 ed il 9 giugno 2018, in funzione del tempo. Sovrapposti sono riportati i segnali di risposta degli otto sensori della Stazione 0, espressi in unità arbitraria. Si può notare nei grafici che, come atteso, l'ampiezza del segnale dei sensori BCM vari in corrispondenza delle variazioni della luminosità istantanea in ALICE.

3.2 Andamento lineare delle risposte dei sensori

Il comportamento atteso dei sensori, come descritto nel paragrafo 2.3.4, è una risposta lineare con il flusso di particelle cariche che li attraversa, e quindi con la luminosità istantanea. Per verificarlo sono stati riportati in un grafico i valori dei segnali d'uscita dei sensori BCM in funzione della luminosità istantanea ed è stato successivamente effettuato un fit lineare per ciascun sensore utilizzando il framework di analisi dati ROOT. Poichè non conosciamo la precisione delle misure (una calibrazione in questo senso non è mai stata fatta), associamo alle misure un errore poissoniano. Le misure con i tre fit lineari (uno per run) per ciascun sensore sono riportate in figura 3.2 e nelle tabelle 3.1 e 3.2. Come si può notare dai grafici, l'andamento dell'ampiezza di segnale in funzione della luminosità è lineare, ovvero è direttamente proporzionale al flusso di particelle cariche. Osservando gli errori associati ai parametri dei fit ottenuti, riportati nelle tabelle 3.1 e 3.2, e i valori del χ^2 ridotto riportati in tabella 3.3 si può concludere che i dati si adattano molto bene al modello utilizzato, confermando la linearità attesa per questo tipo di sensori.

Baseline	S1	S2	S3	S4	S5	S6	S7	S8
2015	2.31 ± 0.11	3.71 ± 0.16	4.85 ± 0.17	6.4 ± 0.2	8.2 ± 0.2	6.2 ± 0.2	7.4 ± 0.2	6.0 ± 0.2
2017	3.2 ± 0.2	4.6 ± 0.2	7.0 ± 0.2	6.3 ± 0.2	9.1 ± 0.3	6.7 ± 0.3	9.6 ± 0.3	7.3 ± 0.3
2018	5.1 ± 0.3	4.1 ± 0.3	7.2 ± 0.3	5.9 ± 0.3	8.6 ± 0.3	7.2 ± 0.3	7.7 ± 0.3	7.4 ± 0.3

Tabella 3.1: Valori di baseline per ogni sensore e per ogni anno ottenuti attraverso il fit lineare.

Pendenze(10^{-1})	S1	S2	S3	S4
2015	1.18 ± 0.11	1.32 ± 0.18	0.89 ± 0.18	1.4 ± 0.2
2017	0.78 ± 0.05	0.95 ± 0.05	0.41 ± 0.05	0.87 ± 0.06
2018	0.71 ± 0.05	0.85 ± 0.05	0.41 ± 0.05	0.82 ± 0.05
Pendenze(10^{-1})	S5	S6	S7	S8
2015	0.8 ± 0.2	1.1 ± 0.2	1.4 ± 0.2	1.8 ± 0.2
2017	0.46 ± 0.06	0.84 ± 0.06	0.76 ± 0.06	1.14 ± 0.06
2018	0.43 ± 0.06	0.71 ± 0.05	0.76 ± 0.06	1.07 ± 0.06

Tabella 3.2: Valori delle pendenze delle rette di fit.

Dai grafici riportati in figura 3.2 si può chiaramente notare come le rette dei fit non passino per l'origine a causa del baseline², il cui valore è stato ricavato dal primo parametro fornito

²Il baseline, o noise, è il segnale non nullo registrato dai sensori quando la luminosità è nulla.

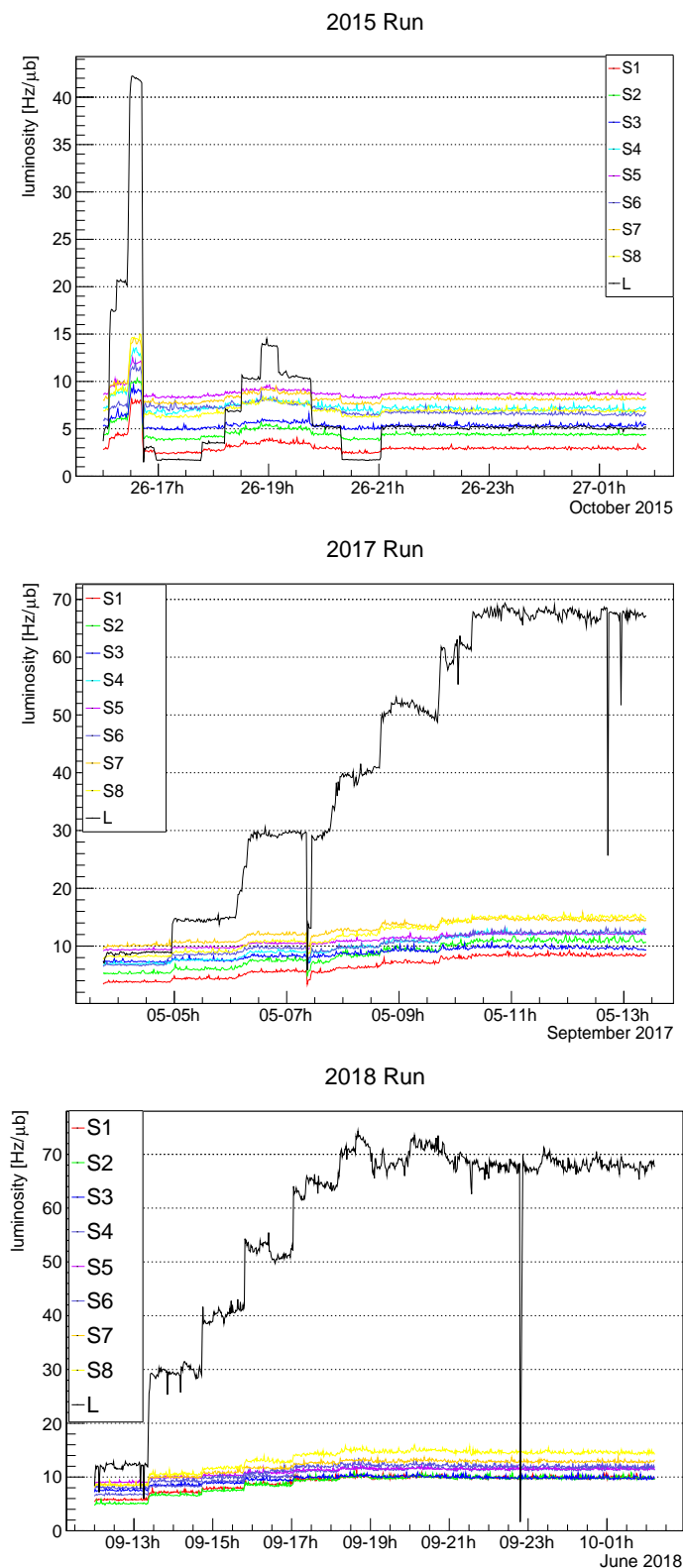


Figura 3.1: Risposte dei sensori BCM e della luminosità istantanea nei 3 run presi in esame nelle date 26-27/10/2015, 5/09/2017 e 9-10/06/2018.

dal fit stesso. Questo ci porta ad evidenziare un'altra differenza tra i set di dati utilizzati per questo studio. Il valore di baseline dei sensori è cambiato tra i run, ma non seguendo uno stesso trend: il valore di piedistallo è diverso da sensore a sensore, ma soprattutto è variato in modo

χ_r^2	S1	S2	S3	S4	S5	S6	S7	S8
2015	1.58	1.26	1.25	2.58	0.37	8.13	1.11	1.59
2017	2.20	3.16	1.86	1.57	0.64	7.49	1.83	1.59
2018	3.98	5.52	3.00	3.92	1.67	4.28	3.16	4.73

Tabella 3.3: Valori del χ^2 ridotto del fit eseguito.

non univoco nel tempo, aumentando per alcuni sensori e diminuendo per altri, così da rendere impossibile una sua interpretazione (figura 3.3).

Per poter apprezzare meglio le variazioni di risposta dei sensori ad uno stesso valore di luminosità è stato necessario sottrarre tali valori di baseline ai segnali ottenuti per ogni sensore, ottenendo così i grafici riportati in figura 3.4. Si nota che le risposte dei sensori negli anni, indicate dalla pendenza delle 3 rette (parametro "p1"), diminuiscono progressivamente: questo significa che i sensori invecchiando producono segnali più bassi a parità di luminosità.

Come riportato nel grafico in figura 3.5, le distribuzioni delle pendenze delle rette risultano essere piuttosto diverse. Risulta, quindi, che i sensori hanno comportamenti (e guadagni) molto diversi l'uno dall'altro.

3.3 Risposta dei sensori proporzionale al CLM

Un altro aspetto analizzato a partire dai dati a disposizione è l'andamento dell'invecchiamento dei sensori in relazione alla luminosità integrata. Il flusso di particelle che investe un sensore, espresso mediante la luminosità integrata, comporta una modifica del cammino libero medio (CLM) dei portatori di carica, della CCD e di conseguenza anche dell'ampiezza del segnale registrato dal sensore, come descritto nel capitolo precedente. Osservando i guadagni in percentuale riportati in figura 3.6, ottenuti eseguendo il rapporto percentuale tra le pendenze delle rette dei fit, si nota che essi non variano in modo regolare. Tra il 2015 e il 2017 l'invecchiamento dei sensori, manifestato da un'inferiore risposta alla luminosità, è stato significativo, con una riduzione del guadagno prossima al 40%. Al contrario, tra il 2017 e 2018 la riduzione è stata più contenuta, aggirandosi attorno al 3%. È importante ricordare che uno degli aspetti fondamentali in favore dell'utilizzo dei sensori al diamante in esperimenti di fisica delle alte energie è la loro capacità di sopportare grandi dosi di radiazione. Una riduzione così sostanziale dell'ampiezza del segnale tra le misure effettuate nel 2015 e 2017 non era quindi attesa. Una possibile spiegazione è che la tensione di bias V_{bias} applicata nel 2015 (e non più cambiata nel corso degli anni) fosse quella appena sufficiente a svuotare completamente il volume attivo del sensore pCVD.

Le riduzioni di guadagno sono state esaminate alla luce della quantità di luminosità integrata in ALICE, prendendo come finestre temporali quella che va da fine ottobre 2015 (data in cui è avvenuto il run e di cui è stata eseguita l'analisi dati) a inizio settembre 2017 e quella che va da fine settembre 2017 ad inizio giugno 2018. Dal plot riportato in figura 3.7 si nota che tra lo scan del 2015 e quello del 2017, in circa 22 mesi, l'esperimento ha integrato una luminosità $\simeq 22 \text{ pb}^{-1}$ di collisioni protone-protone, mentre tra 2017 e 2018 sono passati solamente 8 mesi e $\simeq 17 \text{ pb}^{-1}$. L'esperimento, inoltre, ha eseguito tra il 2015 e il 2016 dei run di presa dati con collisioni nucleo-nucleo con nuclei di piombo (Pb-Pb) per una luminosità integrata totale di $432 \mu\text{b}^{-1}$ e protone-nucleo (p-Pb) per una luminosità integrata di 43.2 nb^{-1} (figura 3.8). La quantità di radiazione ricevuta dall'esperimento dipende dalla molteplicità di carica media di ogni tipo di collisione e dal numero di collisioni nell'unità di tempo. Si può quindi calcolare

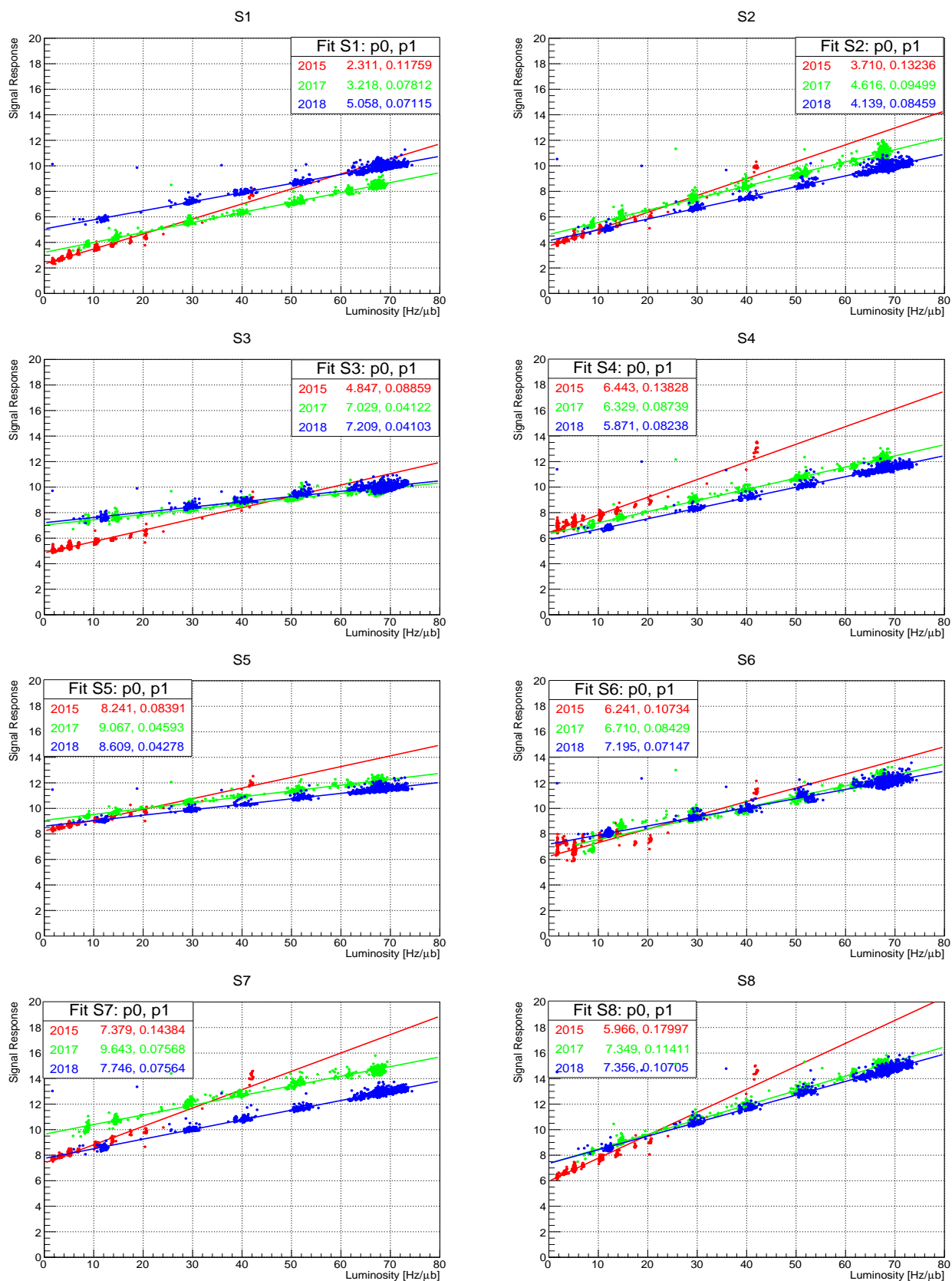


Figura 3.2: Fit delle risposte dei sensori alla luminosità di ALICE in cui si nota il diverso baseline dei sensori nei tre run.

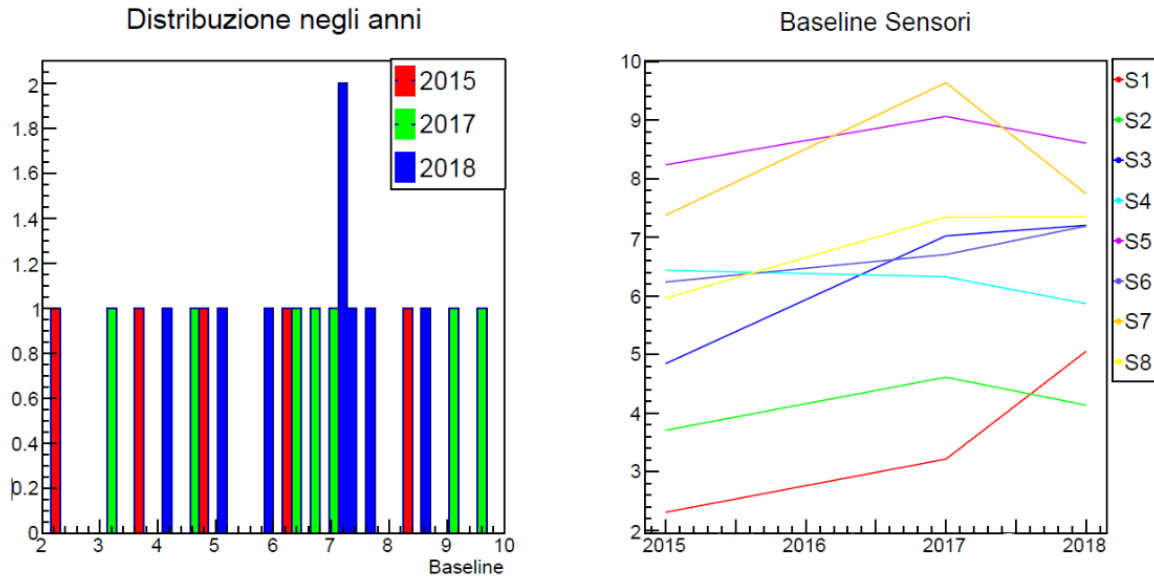


Figura 3.3: A sinistra: distribuzione dei valori di baseline nei tre anni; a destra: andamento del baseline per ogni sensore.

a quale luminosità integrata protone-protone corrisponde la quantità di radiazione ricevuta da ALICE nei due run Pb-Pb e p-Pb. Considerando i valori riportati in tabella 3.4, si trova un valore corrispondente a circa 8 pb^{-1} , portando ad un totale di $\simeq 30 \text{ pb}^{-1}$ la luminosità integrata nella prima finestra temporale (2015-2017). Confrontando questi valori con le perdite di guadagno percentuali riportate in figura 3.6, si può notare come questa diminuzione non sia assolutamente lineare con la luminosità integrata nell'esperimento. La quantità di radiazione integrata dai sensori BCM non dipende comunque solo dalle collisioni che avvengono al centro di ALICE, ma è sensibile anche al background che accompagna i fasci in LHC (beam-gas e beam-halo). Si è misurata una progressiva diminuzione dei livelli di background in ALICE durante il RUN2, dovuta ad un processo di "conditioning" del vuoto della beam-pipe. Inoltre, la rimozione di alcuni rivelatori prossimi alla Stazione 0 può aver determinato una diversa velocità di invecchiamento, a seconda se tali rivelatori si comportassero da schermi o da sorgenti di particelle secondarie. L'insieme di tali considerazioni però non sembra in grado di confermare una perdita di guadagno lineare con la radiazione assorbita.

Collision Type	Charge Particle density ($dN/d\eta$)	Cross Section
pp	5.5	80mb
p-Pb	18	2b
Pb-Pb	492.5	8b

Tabella 3.4: Molteplicità carica media e sezione d'urto per collisioni pp, p-Pb, Pb-Pb @ $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$.

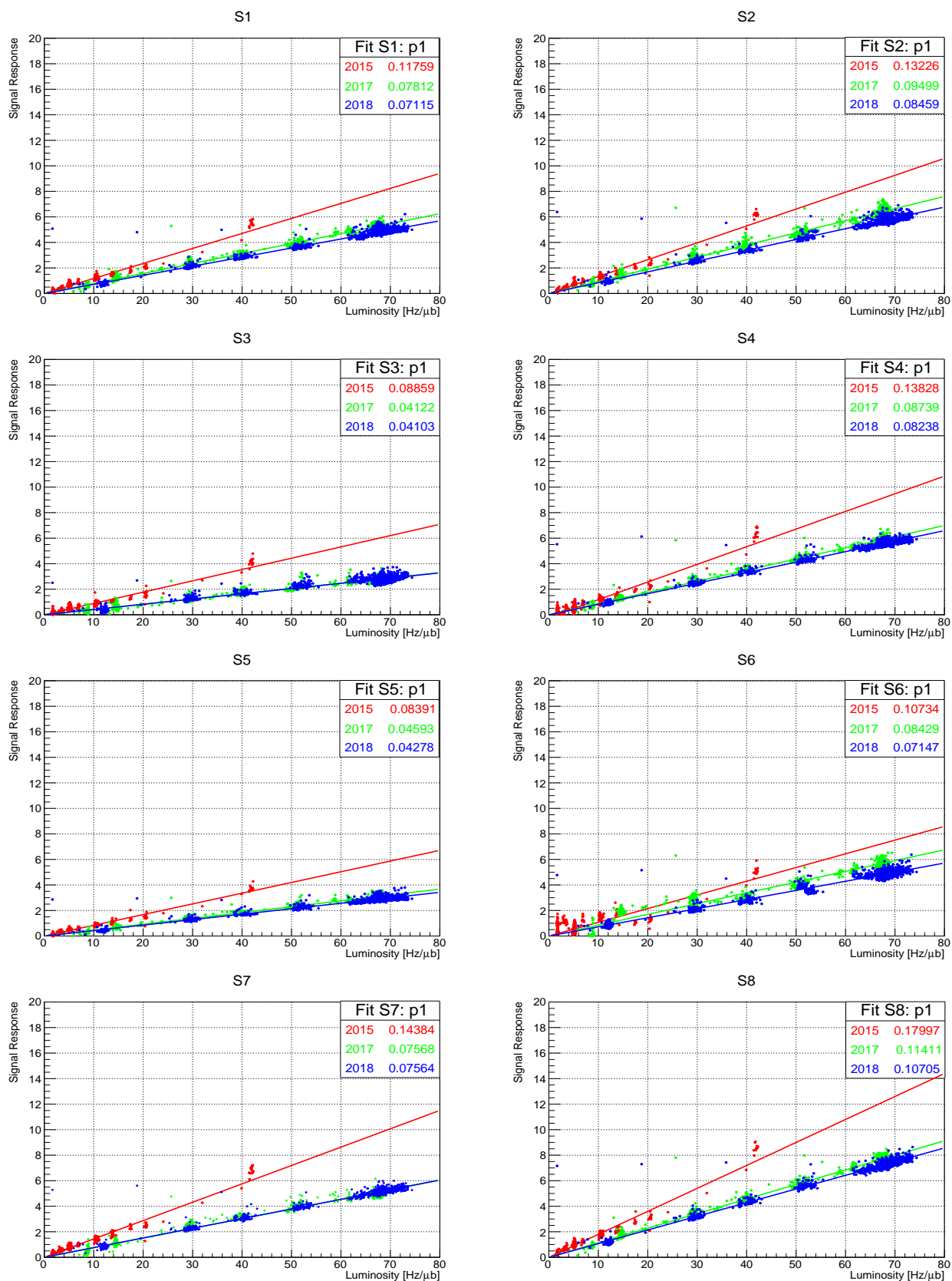


Figura 3.4: Fit delle risposte dei sensori alla luminosità di ALICE dopo la sottrazione del baseline.

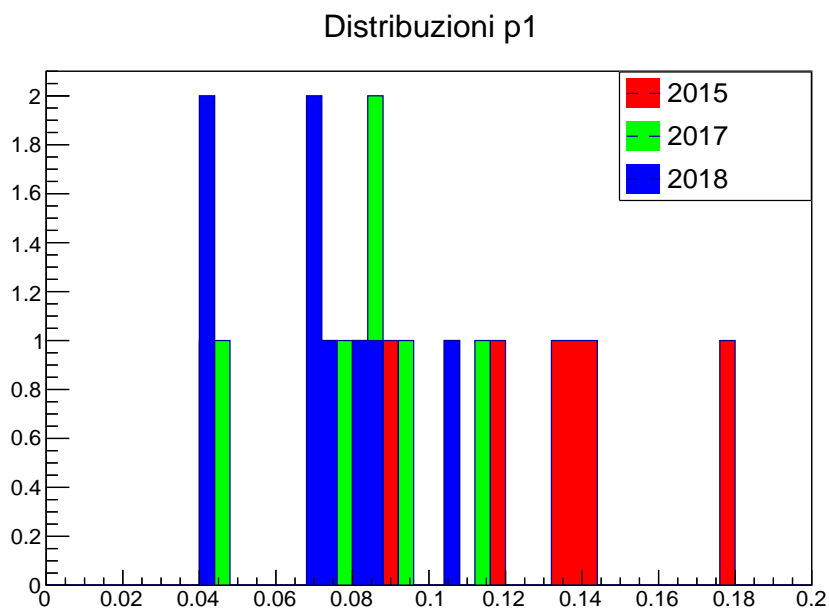


Figura 3.5: Distribuzione dei parametri p1 (ampiezza del segnale di risposta dei sensori) ottenuti dai fit delle risposte dei sensori in funzione della luminosità.

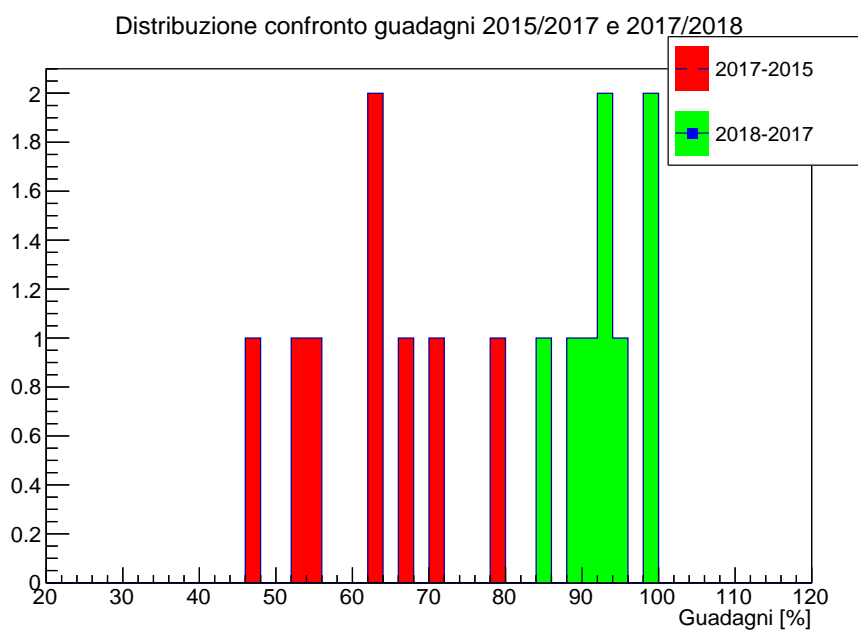


Figura 3.6: Distribuzione dei guadagni in percentuale tra gli anni 2015-2017 e 2017-2018.

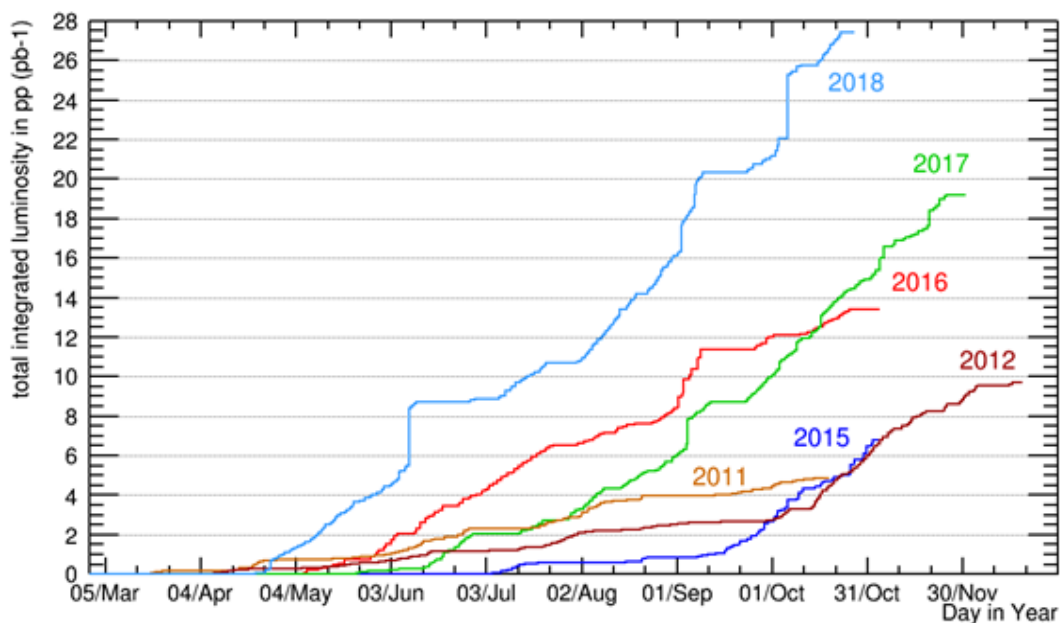


Figura 3.7: Luminosità integrata in ALICE in collisioni protone-protone durante i run di presa dati in RUN1 (2010-2012) e RUN2 (2015-2018).

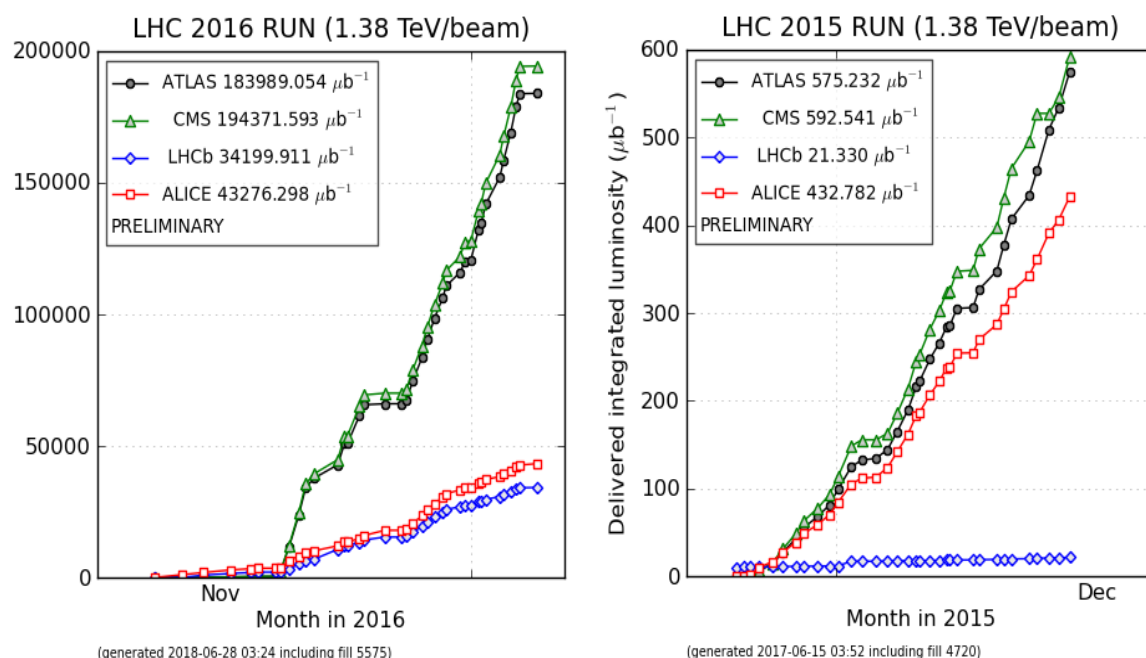


Figura 3.8: Luminosità integrata in collisioni Pb-Pb e p-Pb avvenute nel 2015 e 2016.

Dall'equazione 2.3 risulta che l'ampiezza del segnale nei sensori BCM sia in prima approssimazione proporzionale al CLM λ all'interno del diamante. Utilizzando la relazione che lega il CLM al flusso integrato (equazione 2.2), si può parametrizzare la relazione che lega il

rapporto tra le ampiezze dei segnali negli anni presi in considerazione, e approssimabile come rapporto tra i CLM, con una funzione del tipo $\frac{1}{1+\alpha x}$.

Fittando con una funzione di questo tipo l'andamento delle ampiezze di segnale di ogni sensore, rapportate alle risposte del 2015, in funzione della luminosità integrata in ALICE, si ottiene il grafico riportato in figura 3.9. Come si può osservare, soltanto per pochi sensori (in particolare S2 e S6) si osserva un andamento prossimo a quello atteso. Per gli altri sensori l'ampiezza del segnale di risposta non varia in modo così significativo da riuscire ad essere fittata dalla funzione utilizzata, nonostante essi siano stati sottoposti alla stessa quantità di radiazione durante la seconda finestra temporale. Questo diverso comportamento può essere giustificato se si considera la fase di "plateau" del segnale, in cui il sensore è in uno stadio di invecchiamento più avanzato e l'ampiezza della sua risposta ha un andamento asintotico all'aumentare della luminosità.

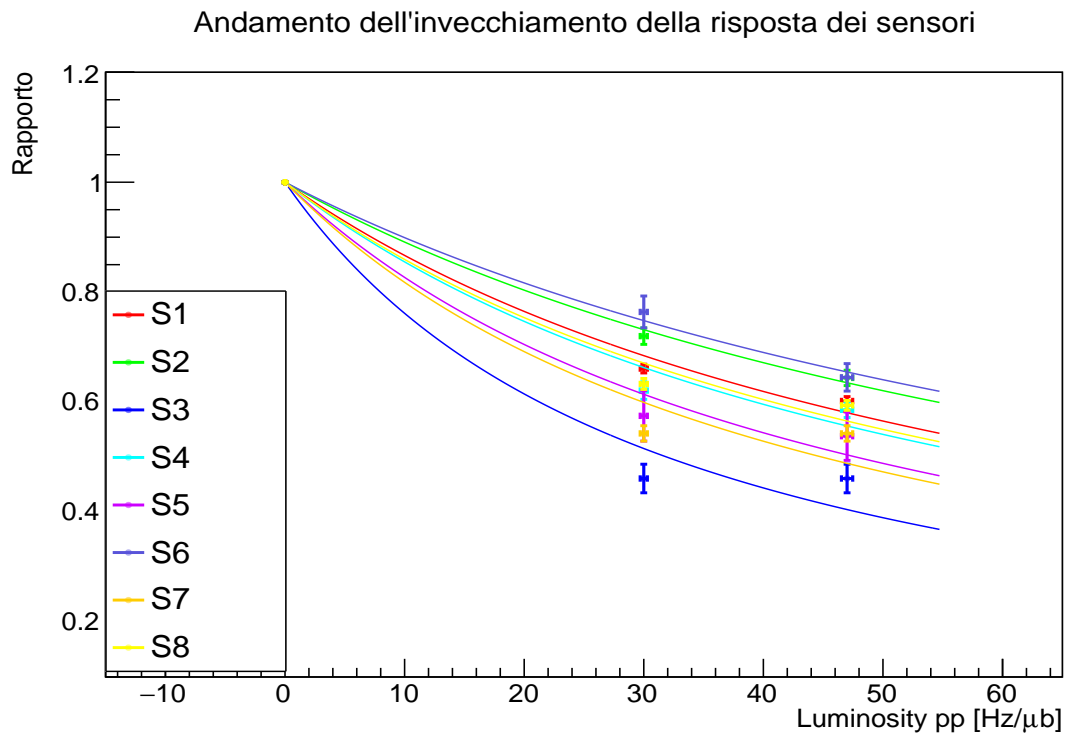


Figura 3.9: Andamento del segnale di risposta dei sensori: l'asse x riporta la normalizzazione della luminosità integrata tra gli anni 2015, 2017 e 2018; sull'asse y sono riportati i segnali di risposta dei sensori rapportati alle risposte del 2015.

3.4 Risultati

I risultati ottenuti dallo studio dei segnali registrati dai sensori BCM sono principalmente tre:

- Il baseline, o piedistallo, rappresenta in qualche modo il rumore di fondo del sensore. Una sua variazione nel tempo potrebbe essere interpretata come un segnale di invecchiamento; un suo aumento potrebbe indicare una corrente di leakage maggiore (dovuta ad esempio ad una aumentata probabilità di eccitazione termica di elettroni o lacune nella banda di conduzione per effetto di livelli di energia aggiuntivi indotti da effetti di bulk damages), mentre una sua diminuzione potrebbe indicare una diminuzione del guadagno del sensore. Una misura del baseline è stata ricavata come il primo parametro dei fit lineari riportati in figura 3.2, eseguiti tra le ampiezze dei segnali di risposta e la luminosità istantanea misurata in ALICE durante appositi run. La misura ha evidenziato un valore diverso da sensore a sensore, e soprattutto una variazione non univoca in funzione del tempo; per alcuni sensori il rumore di fondo è diminuito negli anni mentre per altri è aumentato. Questa osservazione non permette quindi di trarre conclusioni sull'eventuale invecchiamento dei sensori;
- è stato verificato l'andamento lineare dell'ampiezza del segnale di risposta dei sensori in funzione del flusso di particelle cariche incidenti; gli errori associati ai parametri di fit e i valori del χ^2 ridotto permettono di concludere che i dati si adattano bene al modello utilizzato. Le pendenze delle rette di fit, che rappresentano il guadagno di ciascun sensore, sono diverse tra i vari sensori, con differenze fino al 115%. I diversi sensori analizzati hanno mostrato quindi comportamenti e guadagni molto diversi tra loro. Questo è sicuramente un aspetto importante e da tenere in considerazione, anche considerando che le soglie applicate in fase di elaborazione del segnale di beam-dump sono le stesse per tutti i sensori BCM;
- come atteso dal modello descritto nella sezione 2.2.1, che lega la lunghezza del cammino libero medio (CLM) delle cariche libere nel sensore al flusso di radiazione integrato nel tempo, è stato osservato un invecchiamento dei sensori presi in esame. Tale invecchiamento è evidenziato dalla riduzione della pendenza della retta che descrive l'andamento lineare dell'ampiezza dei segnali in funzione della luminosità istantanea. Tuttavia, solo per pochi sensori questa diminuzione è in accordo con il modello assunto. I sensori per cui l'accordo è migliore sono quelli che hanno esibito una minore riduzione percentuale del guadagno nel tempo rispetto al 2015. Una possibile spiegazione è che per gli altri sensori la riduzione del guadagno sia tale da trovarsi già nella fase di plateau, in cui la risposta non varia più significativamente all'aumentare della radiazione integrata. E' importante ricordare, a riguardo, che i dati analizzati in questa tesi sono stati raccolti a partire dal 2015, quando i sensori BCM avevano già integrato oltre 5 anni di radiazioni. Il diverso grado di invecchiamento dei sensori può inoltre dipendere dalla loro posizione e disposizione attorno alla beam pipe, che li espone in modo diverso alla radiazione del fascio (il materiale presente attorno alla beam pipe in prossimità dei sensori BCM non è disposto in maniera simmetrica). Infine, avendo a disposizione solo tre set di dati, e quindi solo tre punti per il fit, non è possibile effettuare un'analisi più dettagliata e approfondita sulla forma della dipendenza del guadagno dalla radiazione assorbita nell'intervallo temporale 2015 - 2018.

Conclusioni

La protezione contro eventuali rilasci incontrollati di energia immagazzinata nei magneti o nei fasci di particelle al collisionatore adronico LHC del CERN rappresenta un aspetto di importanza fondamentale per gli esperimenti che si trovano lungo l'acceleratore.

Per monitorare continuamente le condizioni dei due fasci circolanti in prossimità dell'esperimento ALICE, è stato realizzato un sistema (Beam Condition Monitor, BCM) composto da due stazioni, posizionate da entrambi i lati del punto di interazione e in prossimità della beam pipe di LHC, ognuna delle quali equipaggiata con 8 sensori al diamante pCVD. Il segnale generato da questo sistema, ed opportunamente processato, è parte integrante del Beam Interlock System (BIS) di LHC ed è in grado di fermare l'intero acceleratore in caso dovesse rilevare anomalie nei fasci e perdite di particelle troppo elevate, tali da mettere in pericolo l'integrità ed il corretto funzionamento dei rivelatori che compongono l'esperimento ALICE.

Questo tipo di sensori ha trovato grande applicazione nel campo della fisica delle alte energie soprattutto per la loro capacità di sostenere grandi dosi di radiazioni. Ciononostante è importante verificare se siano presenti o meno fenomeni di invecchiamento nella risposta di questi sensori, quali ad esempio un aumento della dark current o una diminuzione dell'ampiezza del segnale.

L'analisi svolta in questo lavoro di tesi ha in effetti evidenziato un significativo invecchiamento dei sensori pCVD che compongono il sistema BCM di ALICE, riscontrabile in una diminuzione dell'ampiezza del segnale di risposta a parità di flussi di particelle cariche incidenti. Questa diminuzione è qualitativamente in accordo, entro gli errori sperimentali e le limitazioni dovute ai pochi punti sperimentali in possesso, con un modello che attribuisce la diminuzione del segnale ad una diminuzione del cammino libero medio delle cariche libere nel sensore. Per mantenere quindi costante il livello di protezione dell'esperimento, è importante che venga ristabilita la proporzione tra ampiezza dei segnali e soglie sulla logica di beam dump agli stessi livelli del 2015, quando sono state impostate per l'ultima volta tali soglie.

Questa operazione può essere eseguita in due modalità: siccome il segnale indotto sugli elettrodi di un sensore pCVD è proporzionale alla velocità di deriva delle cariche libere nel semiconduttore, e siccome tale velocità dipende linearmente dal campo elettrico applicato, si può aumentare il guadagno del sensore aumentando la tensione di bias ai capi dei sensori pCVD. La seconda possibilità consiste nel modificare i valori di soglia per il dump dei fasci, diminuendoli di un fattore pari alla diminuzione relativa dell'ampiezza dei segnali di risposta dei sensori BCM.

Bibliografia

- [1] S. Braibant, G. Giacomelli, M. Spurio. *Particelle e Interazioni Fondamentali*. Springer-Verlag Italia, 2012.
- [2] S. Bethke. *Experimental Tests of Asymptotic Freedom*. Progress in Particle e Nuclear Physics, Volume 58, Issue 2, 2007, pp. 351–386.
- [3] F. Karsch. *Lattice QCD at High Temperature and Density*. Lect.NotesPhys.583 (2002), pp. 209–249.
- [4] Rajeev S. Bhalerao. *Relativistic heavy-ion collisions*. arXiv:1404.3294 [nucl-th].
- [5] C.A. Salgado. *Lectures on high-energy heavy-ion collisions at the LHC*. 2008 European School of High-Energy Physics, pp. 239–280.
- [6] Pasechnik, Roman et al. *Phenomenological Review on Quark-Gluon Plasma: Concepts vs. Observations*. Universe 3 (2017) no.1, 7 arXiv:1611.01533 [hep-ph].
- [7] ALICE Collaboration. *The ALICE experiment at the CERN LHC*. Journal of Instrumentation, 3(08):S08002-S08002, August 2008.
- [8] Mateusz Lechman et al. *Protecting Detectors in ALICE*. Conf. Proc. C111010 (2011), WEPMU026, 13th International Conference on Accelerator e Large Experimental Physics Control Systems, Grenoble, France, 10 - 14 Oct 2011, pp. 1122–1125.
- [9] Ch. Ilgner et al. *The Beam Conditions Monitor of the LHCb Experiment*. IEEE Transactions on Nuclear Science, 2009.
- [10] F. Bachrain. *CVD Diamond Sensors*. ETH-23725.
- [11] ALICE Collaboration. *BCM manual*. 2009.
- [12] M. Ferro-Luzzi. *Experiment protection at the LHC and damage limits in LHC(b) silicon detectors*. Proceedings of the Topical Workshop on Electronics for Particle Physics, pp. 37–44.
- [13] RD42 collaboration. *Recent Advances in Diamond Detectors*. 34 International Conference on High Energy Physics, Philadelphia, 2008.
- [14] RD42 Collaboration. *Latest Results on the Radiation Tolerance of Diamond Detectors*. XXIX International Symposium on Lepton Photon Interactions at High Energies - LeptonPhoton2019, Toronto Canada, 5-10 August 2019.
- [15] ALICE Technical Board. *Radiation load in ALICE after RUN2*. 2014.